

Московский государственный университет имени  
М.В.Ломоносова  
Физический факультет  
Кафедра физики моря и вод суши

**Научно-квалификационная работа на тему:  
«Исследование океанических механизмов мультидекадной  
изменчивости климата в атлантическом секторе Мирового океана»**

по направлению (специальности): 25.00.29 – Физика атмосферы и  
гидросферы

Выполнил: аспирант 3 г.о.

**Багатинский Владислав Андреевич**

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., гл.н.с. Дианский Николай Ардальянович

Рецензенты:

д.ф.-м.н., гл.н.с. Дианский Николай Ардальянович

к.ф.-м.н., с.н.с. Гусев Анатолий Владимирович

Москва – 2021

# 1 Оглавление

Введение.....	4
1 Глава. Глобальный океанский конвейер.....	9
1.1 Атлантическая часть меридиональной опрокидывающейся циркуляции .....	13
2 Глава. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультideкадной осцилляции .....	22
2.1 Временной ход индекса Атлантической мультideкадной осцилляции.....	22
2.2 Используемые данные по температуре и солёности на акватории Северной Атлантики	24
2.3 Характеристики климатических трендов и композитный анализ аномалий температуры и солёности.....	25
2.4 Заключение.....	35
3 Глава. Изменчивость термохалинной циркуляции Северной Атлантики в различные фазы атлантической мультideкадной осцилляции по данным океанских объективных анализов и реанализов.....	38
3.1 Океанские реанализы в исследовании Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции.....	38
3.2 Временной ход индекса Атлантической мультideкадной осцилляции.....	41
3.3 Используемые данные.....	45
3.4 Оценка климатических трендов термохалинной циркуляции в Северной Атлантике	48
3.5 Композитный анализ характеристик термохалинной циркуляции в Северной Атлантике	55
3.6 Заключение.....	57
Выводы .....	61
Приложения .....	62
А. Описание модели гидротермодинамики моря INMOM .....	62
А.1 Теоретическое описание численной модели морской гидротермодинамики INMOM	62
А.1.1 Уравнения модели общей циркуляции океана.....	62
А.1.1 Граничные условия .....	66
А.1.2 Модель расчета приливных течений.....	67
А.1.3 Модель эволюции морского льда .....	68
А.1.4 Термодинамика морского льда .....	68
А.1.5 Динамика морского льда .....	71
А.2 Численная реализация $\sigma$ -модели океана ИВМ РАН.....	73
А.2.1 Метод расщепления как методологическая основа построения численной модели циркуляции океана .....	73

А.2.2	Модульный принцип построения модели.....	75
В.	Расчет потоков тепла, соли и импульса на поверхности океана .....	78
	Список литературы.....	83

## Введение

В циркуляции вод Северной Атлантики (СА) на значимом уровне выделяются естественные долгопериодные квазициклические колебания с характерными периодами 50–70 лет. Это явление получило название Атлантической мультидекадной осцилляции (АМО) [Schlesinger and Ramankutty, 1994; Kerr, 2000]. Временной ход индекса АМО определяется как временной ход осредненной по акватории СА от экватора до 70° с. ш. аномалии температуры поверхности океана (ТПО), отсчитываемой относительно климатического линейного тренда ТПО [Enfield et al., 2001]. Предполагается, что АМО отражает собственные моды климатической изменчивости в системе океан-атмосфера, а линейный тренд – климатические изменения, вызванные внешними факторами (антропогенные и природные выбросы парниковых газов, извержения вулканов, изменение солнечной активности и др.).

В ряде работ выявлено воздействие АМО на климатические условия в Северном полушарии. Так АМО может оказывать влияние на изменения температуры воздуха, осадков и стока рек в Северной Америке, Европе и Арктике [Enfield et al., 2001; Knight et al., 2006], на активность ураганов [Trenbeth and Shea, 2006] в Северной Атлантике, а также на атмосферные переносы тепла и влаги в Атлантико-Европейском регионе [Панин и Дианский, 2014] и существенно трансформирует скорость продукции североатлантических вод. Авторы работы [Venegas and Mysak, 2000] обнаружили мультидекадную моду изменчивости между наблюдаемой концентрацией морского льда в Гренландском море и давлением на уровне моря в высоких широтах когерентную с наблюдаемой изменчивостью АМО.

В ранних работах, АМО описывается как мода изменчивости с периодом около 50–70 лет [Enfield et al., 2001; Knight et al., 2005]. Вместе с тем результаты более поздних исследований указывают на наличие другой моды междесятилетней изменчивости с периодом около 20–30 лет [Chylek et al., 2011; Frankcombe and Dijkstra, 2009].

Авторы работы [Eden and Jung, 2001] показали, что существует значимая мультидекадная изменчивость потоков тепла на границе океан-атмосфера, связанная с низкочастотной модой Северо-Атлантического колебания (САК). Однако результаты работы [Guan and Nigam, 2009] свидетельствуют об отсутствии значимой корреляции АМО с САК. Очевидно, что это связано с разной природой этих колебаний. Поскольку АМО, в основном, определяется низкочастотной изменчивостью океанической циркуляции, а САК – атмосферной.

Природа формирования АМО, как физического явления, исследована гораздо хуже, чем остальные известные климатические индексы, т.к. АМО меньше связана с атмосферой, по

сравнению с другими индексами. Так, физические механизмы тихоокеанского десятилетнего колебания (ТДК) исследованы достаточно хорошо [Mantua and Hare, 2002].

Природа АМО все еще требует уточнения. В частности, не до конца выяснена связь АМО с изменчивостью ТПО в Тихом океане. Одни авторы [Enfield et al., 2001; Knight et al., 2006; Ting et al., 2009] указывают на наличие некоторой связи между АМО и аномалиями ТПО в заливе Аляска и тропической части Тихого океана. Другие авторы [Guan and Nigam, 2009] утверждают, что за пределами Северной Атлантики значимая связь АМО с аномалиями ТПО отсутствует.

В настоящее время механизм генерации мультидекадной изменчивости в Северной Атлантике является предметом дискуссии. Это обусловлено тем, что роль атмосферы в наблюдаемой изменчивости климата понята не полностью [Liu, 2012]. Ряд авторов указывают на совместный характер взаимодействий в системе океан-атмосфера, за счет взаимодействия аномалий ТПО с САК [Timmermann et al., 1998]. Другие считают, что низкочастотные океанические моды возбуждаются за счет атмосферного шума, связанного с синоптическими погодными флуктуациями [Griffies and Tziperman, 1995]. Третьи настаивают на том, что наблюдаемая мультидекадная изменчивость климата представляет собой океанический отклик на стохастическое атмосферное воздействие [Eden and Jung, 2001; Eden and Willebrand, 2001]. Некоторые авторы утверждают о наличии чисто океанических мод, источником энергии для которых является внутренняя неустойчивость крупномасштабной циркуляции океана [Colin de Verdière and Huck, 1999; Frankcombe et al., 2009; Te Raa and Dijkstra, 2002]. Одним из возможных механизмов поддержания АМО является сдвиг фаз между долгопериодными изменениями потоков тепла на границе раздела океан-атмосфера в высоких широтах Северной Атлантики и величинами меридиональных переносов тепла в Субтропической Атлантике, определяемый временем адвекции термохалинных аномалий из Тропической Атлантики в субарктические широты [Knight et al., 2005; Polonsky, 1998; Wang et al., 2010a]. Результаты модельного исследования показали, что долгопериодная (с периодом около 60 лет) изменчивость термохалинной циркуляции в Северной Атлантике влияет на термическое состояние поверхности океана с задержкой около 10 лет [Gusev and Diansky, 2014]. Вместе с тем в некоторых работах изменчивость меридиональной циркуляции не является главной причиной, по крайней мере, декадных колебаний климата в Северной Атлантике. Она объясняется совместным влиянием «термических волн Россби» в Северной Атлантике и «соленостных волн Россби» из Арктики [Volodin, 2013; Frankcombe and Dijkstra, 2011].

Авторы работы [Dima and Lohmann, 2007] предложили механизм генерации мультидекадной изменчивости, согласно которому термохалинная циркуляция в Северной Атлантике, вынос морского льда и пресной воды из Арктики и динамика атмосферы обладают

некоторой памятью и за счет отрицательной обратной связи генерируют квазипериодическую мультидекадную моду. Аналогичный механизм был предложен в статье [Jungclaus et al., 2005], в которой анализировалось 500-летнее интегрирование совместной модели атмосфера-морской лед-океан. Авторы обнаружили выраженные мультидекадные колебания Атлантической меридиональной циркуляции и связанные с ней флуктуации потоков тепла на периодах 70–80 лет, которые значимо коррелируют с интенсивностью конвекции в области формирования глубинных вод и выносом пресной воды из Арктики. Однако результаты исследования [Wang et al., 2012] показали, что АМО возникает за счет положительной обратной связи между ТПО и запыленностью атмосферы в Северной Атлантике, которая определяется мультидекадной изменчивостью интенсивности осадков в пустыне Сахара. Таким образом, АМО представляет собой выраженный климатический сигнал мультидекадного и декадного масштаба, проявляющийся в ряде климатических характеристик системы океан-атмосфера. Однако единая точка зрения на причины, вызывающие их долгопериодные изменения, пока еще не выработана.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы проанализировать степень и характер связей АМО и гидротермодинамических характеристик на акватории Северной Атлантики на основе данных наблюдений и численного моделирования.

Методология исследования заключается в применении модели общей циркуляции океана Института Вычислительной Математики (ИВМ) РАН – INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model) для расчета циркуляции Северной Атлантики в периоды положительных и отрицательных значений индекса АМО на основе современных климатических данных по температуре и солёности океана.

Научная новизна заключается в оригинальном подходе к исследованиям, объединяющим анализ данных наблюдений и численного моделирования для восстановления циркуляции океана по этим данным.

Научная и практическая значимость обусловлена тем, что в настоящее время актуальны задачи диагноза и прогноза изменений климата и выявления причин, которые эти изменения обуславливают. При этом природа собственной мультидекадной изменчивости циркуляции вод и термохалинного состояния в Северной Атлантике до сих пор до конца не изучена. Поскольку одним из основных методов решения этой проблемы является численное моделирование, основные усилия в работе были направлены на применение модели общей циркуляции океана для решения поставленных научных и практических задач.

Изложенные в работе материалы были опубликованы в научных журналах:

1. Багатинский В. А., Дианский Н. А. Изменчивость термохалинной циркуляции Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции по данным океанских объективных анализов и реанализов // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. — 2021. — Т. 57, № 2. — С. 1–14. *На английском: Bagatinsky V. A., Diansky N. A. Variability of the north atlantic thermohaline circulation in different phases of the atlantic multidecadal oscillation from ocean objective analyses and reanalyses // Izvestiya - Atmospheric and Oceanic Physics. — 2021. — Vol. 57, no. 2. — P. 208–219.*
2. Дианский Н. А., Багатинский В. А. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. — 2019. — Т. 55, № 6. — С. 157–170. *На английском: Diansky N. A., Bagatinsky V. A. Thermohaline structure of waters in the north atlantic in different phases of the atlantic multidecadal oscillation // Ivestia, Atmospheric and Oceanic Physics. — 2019. — Vol. 55, no. 6. — P. 628–639.*

В сборниках:

- Багатинский В. А., Багатинская В. В., Дианский Н. А. Изменчивость термохалинных полей Северной Атлантики в течение 60-70 лет. Труды Государственного океанографического института // Труды Государственного океанографического института – Москва: ГОИН. — 2020.

На конференциях:

- Багатинский В.А., Багатинская В.В. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции (Устный). XXVII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов-2020", Москва, Россия, 10-27 ноября 2020
- Дианский Н.А., Багатинский В.А. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции. (Устный). ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА, Москва, Россия, 10-12 ноября 2020.

- Дианский Н.А., Багатинский В.А. Воспроизведение циркуляции Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции (Устный). Труды 61-й Всероссийской научной конференции МФТИ. 19–25 ноября 2018 года. Прикладная математика и информатика., МФТИ, Россия, 19-25 ноября 2018
  
- Багатинский В.А., Дианский Н.А. Воспроизведение циркуляции Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции (Устный). VII Международная научно-практическая конференция "Морские исследования и образование" MARESEDU-2018, МГУ, Институт океанологии РАН, Россия, 19-22 ноября 2018

## **1 Глава. Глобальный океанский конвейер.**

Глобальный океанский конвейер – это система поверхностных и глубинных течений, охватывающая все бассейны Мирового океана. Она переносит огромные количества воды, тепла, соли и др. связывая поверхность Мирового океана с глубинными слоями [Schmittner 2007].

В соответствии с этой концепцией, конвейер берет свое начало в Северной Атлантике, где теплые поверхностные воды, охлаждаясь, становятся плотнее и опускаются в глубинные слои. Сформировавшийся поток глубинных вод устремляется на юг и течет вдоль всего Атлантического океана [Лаппо, 1984]. Затем этот поток распространяется, заполняя глубинную часть Индийского и Тихого океанов. По мере движения происходит постепенный подъем этих вод к поверхности. Для поддержания стационарного состояния существует компенсационный поток в верхнем слое из Тихого и Индийского океанов в противоположном направлении, замыкающий глобальную циркуляцию.

Двигающиеся на север в Атлантическом океане воды термоклина (слой температурного скачка) компенсируют отток холодной глубинной водной массы, а за счет разности температур двух слоев формируется дополнительный поток тепла. Промежуточные воды средиземноморского и антарктического происхождения поступают в восточный бассейн субполярной Северной Атлантики с юга, из субтропических широт [Reid, 1979; van Aken, Becker, 1996], дополняя меридиональную циркуляцию вод в регионе. Свойства этих холодных глубоководных масс проявляются в смешанных слоях в высоких широтах Северной Атлантики и южной части Атлантического океана. Здесь интенсивная потеря тепла океаном в атмосферу в сочетании с потерей солей при образовании морского льда приводит к формированию более плотных водных масс с более низкой температурой. Конвекция этих водных масс образует глубинные воды мирового океана [Lazier, 2001].

За последние 100 лет возросшее количество океанографических наблюдений привело к существенному прогрессу в понимании основных процессов глобальной океанической циркуляции. В публикациях по климатологии и океанологии часто используется понятие термохалинная циркуляции (ТХЦ). Океанографическое сообщество широко используя концепцию ТХЦ, не пришло к единому пониманию того, какой именно должна быть схема глобальной циркуляции или что следует рассматривать в качестве ее главной движущей силы.

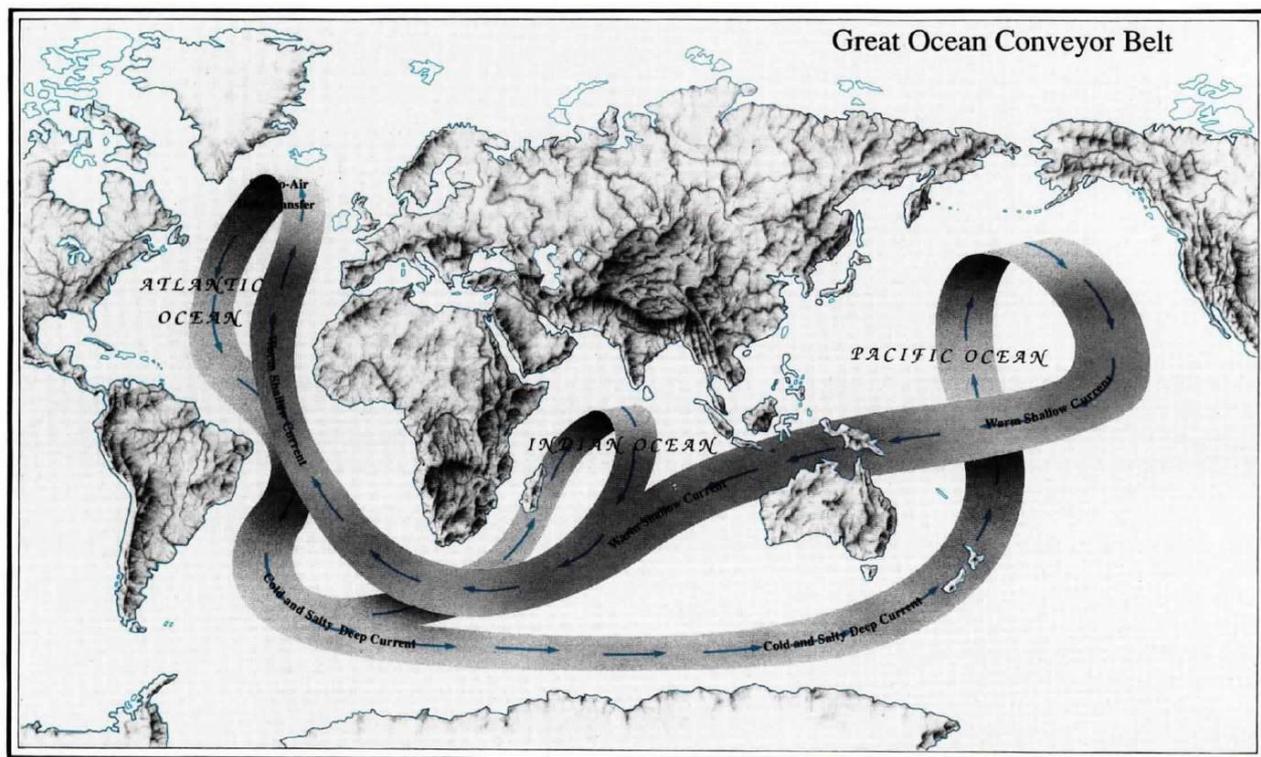


Рис. 1.1. Схема Глобального океанического конвейера [Broecker, 1991]

Концепция «Океанического конвейера» была впервые сформирована Уоллесом Брокером [Broecker, 1991] в 1991 году, чтобы проиллюстрировать идею о том, что все океаны в мире связаны через одну систему взаимосвязанных циркуляций, которые переносят тепло и соли из одного района океана в другой. На рис. 1.1 показан знаменитый эскиз Брокера 1987 года, в котором система изображена в виде конвейерной ленты, по которой теплая вода перемещается по поверхности, а холодная вода возвращается на глубину. Схема Брокера, получила свое дальнейшее распространение благодаря обнаруженному Хастенратом в 1980 г. [Лаппо и др. 1990] аномального направления потока тепла в Южной Атлантике: от Антарктики к экватору. В том же году Стоммел [Stommel et al. 1980] объяснил этот феномен с позиций двухслойной меж океанской циркуляции:двигающиеся на север в Атлантическом океане воды термоклина компенсируют отток североатлантических глубинных вод (САГВ), а за счет разности температур двух слоев формируется дополнительный поток тепла.

Позднее была исследована устойчивость термохалинной циркуляции и получила развитие концепция Брокера об усилении и ослаблении «меж океанского конвейера» [Broecker et al. 1991]. Схема «глобального конвейера» способствовала формированию ставшего теперь общепринятым взгляда о множественности режимов термохалинной циркуляции и связи интенсивности циркуляции с меридиональным переносом тепла, а значит - и с долгопериодными колебаниями климата.

В литературе также предложены и другие механизмы, контролирующие глобальную циркуляцию. Ряд авторов, например, [Munk, 1966; Munk, Wunsch 1998; Wunsch, Ferrari, 2004] полагают, что диапикническое перемешивание является основным механизмом, контролирующим плотностную стратификацию и определяющим интенсивность циркуляции. Наиболее важными процессами, приводящими к перемешиванию, являются: 1) обрушение внутренних волн, генерируемых ветром, взаимодействием абиссальных приливных потоков или мезомасштабных вихрей [Garrett, St. Laurent, 2002; St. Laurent, Garrett, 2002; Wunsch, Ferrari, 2004]; 2) двойная диффузия [Федоров, 1976]. Некоторые авторы, например, [Toggweiler, Samuels, 1993, 1995, 1998] считают, что интенсивность ветрового перемешивания в Южном океане («эффект пролива Дрейка») и соответствующую активизацию там апвеллингов, на что Северная Атлантика реагирует более интенсивным погружением вод, что также является одним из факторов, контролирующих глобальный конвейер. Вместе с тем, модельные исследования показывают, что при «выключении» ветрового форсинга в стандартной климатической модели ячейка меридиональной циркуляции в Атлантическом океане ослабевает, но качественно остается такой же [Rahmstorf, 2006]. Таким образом, вопрос о том, какой из перечисленных механизмов преобладает в реальном океане, требует дальнейших исследований [Rahmstorf, 2006; Полонский, 2010]. В настоящее время основное внимание уделяется именно термохалинному механизму, т.к., по мнению многих ученых, он в большей степени отвечает за переключение между режимами меридиональной циркуляции.

Свойства термохалинной циркуляции (ТХЦ) в значительной степени определяются реальной топографией, включая континенты, подводные хребты и глубокие проходы. Глобальное распределение ветрового напряжения, поверхностного тепла и потоков пресной воды, а также их сезонные и межгодовые вариации влияют на течение и интенсивность ТХЦ. ТХЦ - это глобальное явление с межполушарными и межокеанскими обменами, как показано на схеме конвейерной ленты на рис. 1.1. Из-за типичной вертикальной стратификации температуры и солености этот массообмен также включает в себя крупномасштабный обмен теплом и пресной водой между полушариями и океанами. Лучшее понимание ТХЦ приведет к лучшему пониманию климата и может способствовать более точному прогнозированию естественного и антропогенного изменения климата. [H.M. van Aken, 2007]

Современные представления о термохалинной циркуляции океана основано на работе Стоммеля и Аронса [Stommel, H., and A.V. Arons 1960]. Они предположили, что водные массы покидают глубинные слои посредством апвеллинга (пространственно однородное вертикальное перемешивание). Тогда глубинная циркуляция состоит из серии узких западных пограничных течений (рис.1.2) [Hogg, 2001], дополняющих циркуляцию.

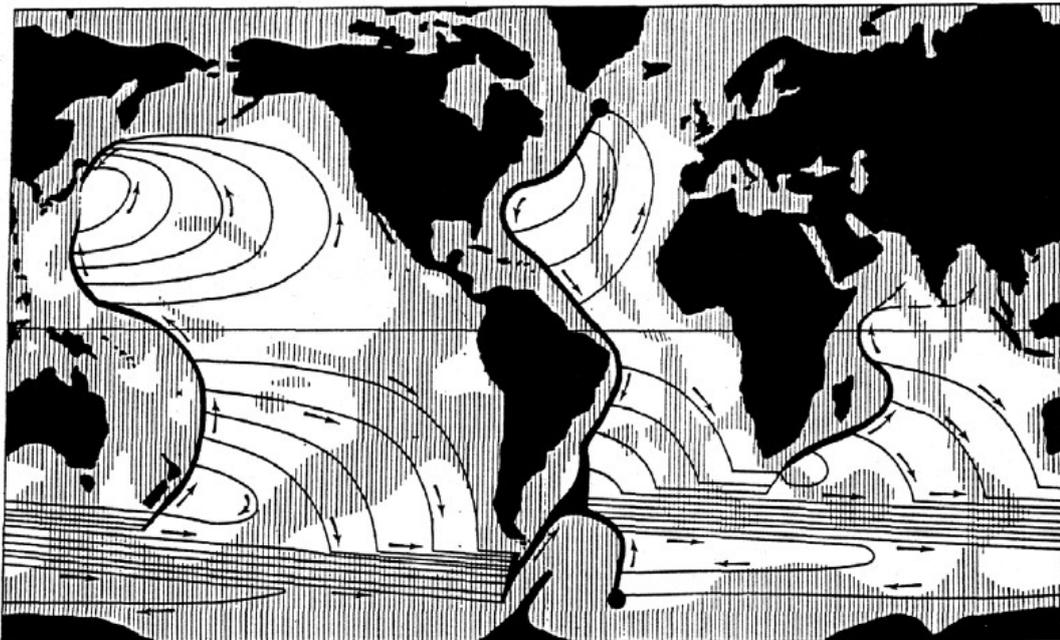


Рис. 1.2 Схема циркуляции абиссальных вод по Стоммелу [Stommel, 1960]

Значительное влияние океана на климат обусловлено несколькими причинами, в частности, его способностью аккумулировать и переносить тепло в меридиональном направлении. За счет большей теплоемкости по сравнению с атмосферой и окружающими его континентами океан медленно нагревается и медленно охлаждается, что уменьшает амплитуду сезонных колебаний гидрометеорологических параметров [Лаппо и др., 1997]. Вместе с тем, Мировой океан обеспечивает существенную долю интегрального меридионального переноса тепла (МПТ) в системе океан – атмосфера, особенно в низких широтах. В приэкваториальных широтах эта доля достигает  $\sim 2/3$  общего интегрального МПТ [Trenberth, Caron, 2001]. Это приводит к сглаживанию межширотных климатических контрастов. [Е.А. Аверьянова и др. 2017]

Термин «глобальный конвейер» («конвейерная лента») предполагает наличие локальных потоков воды, движущихся по кругу (рис. 1.3), что, в свою очередь, говорит о том, что замедление пояса в одном регионе напрямую приводит к глобальному замедлению во всем мире. Палеосвидетельства также показали, что возможны быстрые изменения климата, и что наиболее вероятными виновниками глобальных сдвигов большой амплитуды являются изменения океанической циркуляции [Frajka-Williams, 2011].

Глобальные численные модели показали аналогичные процессы: большие поступления опресненной воды в северную часть Северной Атлантики могут снизить глубинную конвекцию и, следовательно, замедлить меридиональную циркуляцию. Приспособление системы циркуляции к изменениям в северных широтах может быть довольно быстрым, порядка одного месяца в результате волновых процессов, распространяющихся вдоль побережья и сбрасывающих стратификацию [Frajka-Williams, 2011].

О возможности резкого изменения интенсивности ТХЦ в Атлантике высказывались еще более 100 лет назад [Weaver et al., 1999], но только в 1961 г. Стоммел на основе анализа простой двухблочной модели показал возможность существования нескольких режимов ТХЦ в идеализированном океане [Stommel, 1961]. Позднее возможность существования мультирежимов ТХЦ была подтверждена в рамках трехмерной океанической модели и совместной модели системы «океан-атмосфера» [Bryan, 1986; Manabe, Stouffer, 1988]. Обычно переходы между режимами ТХЦ вызываются изменениями гидрологического цикла, приводящими к резким возмущениям вертикальной стратификации вод и интенсивности термохалинной конвекции [Huang et al., 1992; Tziperman, 2000].

Таким образом, специалисты в общем соглашаются с определением океанического конвейера как потока, который своим нижним рукавом уносит из полярных районов к экватору «проветилированные» (недавно вступавшие в контакт с поверхностью) воды, а верхним доставляет на их место тёплые солёные воды. Однако никто, как подчеркнула Лозье [Losier, 2010], не будет утверждать, что это есть сплошной непрерываемый поток. Все признают, что реальность гораздо сложнее.

### **1.1 Атлантическая часть меридиональной опрокидывающейся циркуляции**

Циркуляция в Атлантическом океане является частью глобальной системы поверхностных и глубоководных течений. Атлантическая меридиональная циркуляция переносит теплую, солёную воду из низких широт из южной части океана в полярную Северную Атлантику и возвращает холодную, глубинную воду на юг, на нее приходится около 90% максимального меридионального переноса тепла в Атлантике около 1,3 ПВт [Johns et al 2011, Xu et al 2016]. Поэтому вариации Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции (АМОЦ) могут изменять климат Северного полушария. [Knight et al 2005, Stolpe et al 2018].

Первые оценки АМОЦ были основаны на данных трансатлантических океанографических разрезах [Bryden and Hall, 1980; Roemmich and Wunsch, 1985]. Эти наблюдения предоставили важную информацию о структуре и величине АМОЦ, но, имея результаты лишь нескольких съемок, понимание изменчивости было ограниченным.

Недавние модели глобальной циркуляции океана предполагали, что быстрое снижение солёности в Северной Атлантике может привести к катастрофическому отключению АМОЦ [Rahmstorf, 1995; Vellinga and Wood, 2002]. Более поздние оценки показывают, что в двадцать первом веке циркуляция, скорее всего, замедлится, но не остановится [Meehl et al. 2007]. В ответ на это в последние годы был разработан ряд программ для мониторинга меридиональной циркуляции в Северной Атлантике. Наиболее интересными представляются результаты трех международных проектов: «Термохалинная циркуляция под угрозой» Thermohaline Overturning - at Risk? (THOR), «Североатлантический климат» North Atlantic

Climate (NACLIM); европейский проект по мониторингу в районе Субполярной Атлантики и «Быстрое изменение климата» Rapid Climate Change (RAPID) совместная программа Великобритании и США по мониторингу силы на 26 ° с. ш.

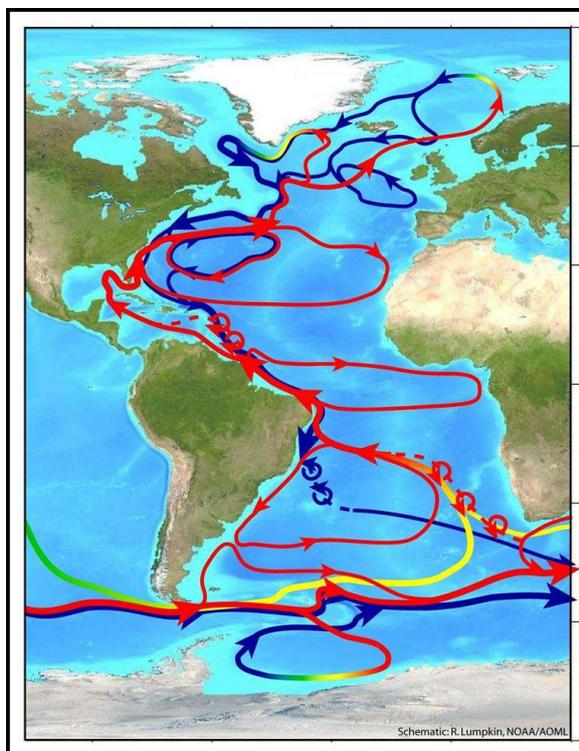
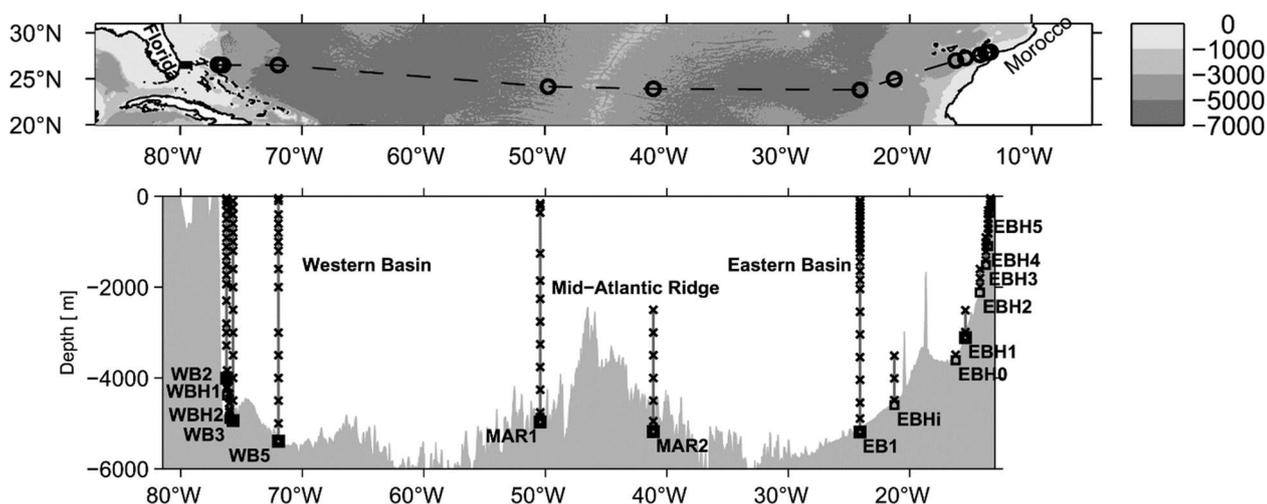


Рис. 1.3 Схема Атлантической части Глобальной океанической циркуляции

Некоторые из первоначальных результатов этих программ были весьма тревожными. На основе данных измерений в Фареро - Шетландском желобе в период с 1996 по 1999 год, был сделан вывод, что с 1950-х годов перенос вод сократился как минимум на 20% [Hansen et al. 2001]. Впоследствии [Bryden et al. 2005], используя данные пяти регулярных разрезов с 1957 по 2004 гг. в Северной Атлантике в районе 25 ° с. ш., заключил что за это время АМОЦ замедлился примерно на 30%. Однако этот результат был опровергнут более поздними измерениями RAPID на 26 ° с.ш., которые показали, что как внутригодовая [Cunningham et al. 2007; Rayner et al. 2011; Wunsch and Heimbach 2006], так и межгодовая [McCarthy et al. 2012] изменчивость АМОЦ менее существенна. Кроме того, более длительные наблюдения, подтвержденные моделью океана, показали, что перенос через Фареро-Шетландский канал был в значительной степени устойчивым с 1950-х годов [Olsen et al. 2008]. Эти результаты показывают, что оценки изменений циркуляции океана из ограниченного набора наблюдений, скорее всего будут ненадежными [Tett, 2014].

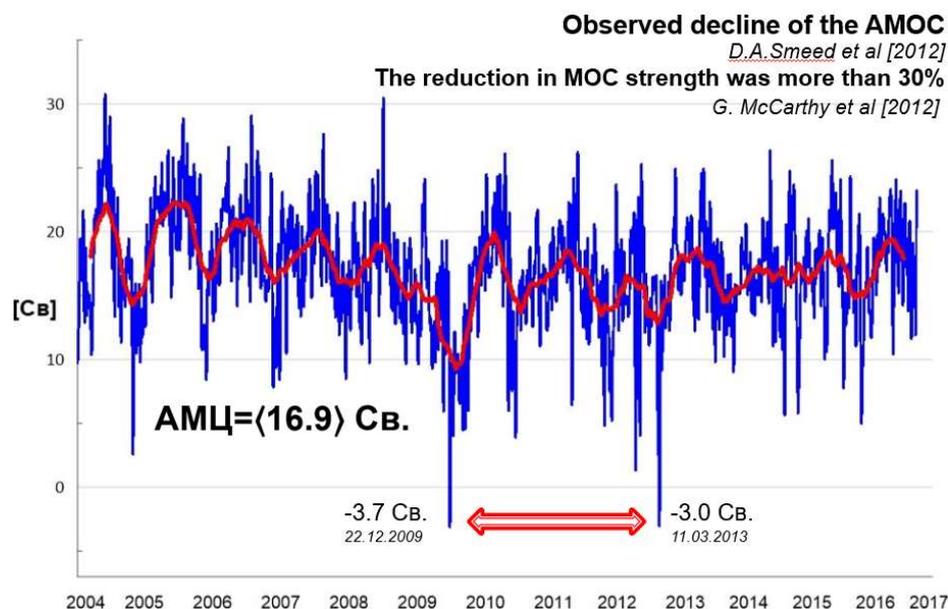
Анализ временного ряда данных заякоренных буев программы RAPID (рис. 1.4) показал тенденцию к снижению меридиональной циркуляции с 2004 года. С апреля 2008 по март 2012 года АМОЦ был в среднем на 2,7 Св ( $1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ ) слабее, чем в первые четыре года. Экмановский перенос

(воздействие поверхностного напряжения) уменьшился примерно на 0,2 Св, Гольфстрим на 0,5 Св, а наибольшее смещение (2,0 Св) дал показатель геострофического течения в районе 26°с.ш.. Изменение геострофического течения представляет собой усиление южного течения выше термоклинали. Увеличение Южного потока теплых вод уравнивается уменьшением Южного потока нижних Североатлантических глубинных вод ниже 3000 м. Перенос нижней части глубинных вод Северной Атлантики замедлился на 7 % в год.



**Рис. 1.4** Схема распределения станций проекта RAPID по исследованию АМОЦ

Согласно исследованиям [Kanzow et al. 2010] с апреля 2004 по апрель 2008 года среднее значение АМОЦ составляло  $18,7 \pm 2,1$  Св, а среднеквадратическое отклонение - 4,8 Св. Пик амплитуды сезонного цикла АМОЦ составляет 6,7 Св, причем максимальная сила приходится на осень, а минимальная - на весну. В то время как сезонность в АМОЦ обычно считалась доминирующей за счет переноса Экмана на север, [Kanzow et al. 2010] исследование показывает, что колебания значения геострофического переноса открытого океана и Гольфстрима составляет 2,2 и 1,7 Св соответственно, что существенно больше, чем колебания Экмановского компонента - 1,2 Св. Простая линейная модель, показывает, что в сезонном цикле преобладает ветровое напряжение, скручивающее силу на восточной границе Атлантики. Сезонные геострофические аномалии АМОЦ могут представлять собой важный и ранее недооцененный компонент меридионального переноса и накопления тепла в субтропической Северной Атлантике. Есть свидетельства того, что сезонный цикл репрезентативен для гораздо более длительных интервалов. Ранее оценки гидрологических разрезов между 1957 и 2004 годами предполагали долгосрочное снижение АМОЦ на 8 Св. Это исследование утверждает, что сглаживание сезонных аномалий АМОЦ могло бы объяснить большую часть предполагаемого замедления. [Kanzow et al. 2010]



**Рис. 1.5** Межгодовая изменчивость АМОЦ по данным RAPID 2004-2017 гг.

АМОЦ варьируется в различных временных масштабах [Eden and Willebrand, 2001; Kanzow et al., 2010], и считается, что меридиональная циркуляция играла ключевую роль в изменении климата в прошлом [Ganopolski and Rahmstorf, 2001]. Изменения АМОЦ в десятилетнем масштабе были связаны с многомесячными колебаниями Атлантического океана при моделировании климата [Knight et al., 2005] и, как полагают, оказывают влияние на температуру поверхности, количество осадков и уровень моря в регионах, омываемых океаном [Delworth and Mann, 2000]. Роль АМОЦ в климатических процессах побудила океанологов количественно оценить его силу и изменчивость.

Межгодовая изменчивость АМОЦ была незначительной по сравнению с сезонной изменчивостью в течение первых 4 лет наблюдений (с 2004 года), но в период 2009 – 2010 гг. наблюдался большой (30 %) спад АМОЦ (рис. 1.5) [McCarthy et al., 2012]. Это привело к снижению температуры в субтропической части Северной Атлантики. Ученые [Cunningham et al., 2013, Каннингем и др. 2013] предположили, что это снижение было главным фактором низких зимних температур поверхности моря в регионе между 26° с.ш. и 41° с.ш. За спадом 2009-2010 годов последовала аномально холодная зима в Северо-Западной Европе с сильным отрицательным Североатлантическим колебанием (САО) в декабре 2010 года. Было отмечено [Maidens et al. 2013], что аномальные условия были предсказаны долгосрочными прогнозами на несколько месяцев вперед. Используя ретроспективные данные, был сделан вывод [Maidens et al. 2013], что фактором, который привел к предсказуемости этой зимы, было аномальная температура в верхних слоях океана. Это говорит о том, что мониторинг АМОЦ при 26 °с.ш. может дать ценную информацию для сезонного прогнозирования.

За исключением аномального 2009 года, среднее значение АМОЦ для второй половины измерений на 26 ° с.ш. (2008–2012 гг.) составляло примерно на 1,6 Св ниже, чем за первые четыре года. В том числе в 2009 году ее значение снижается до 2,7 Св. Моделирование предсказывает снижение АМОЦ в XXI веке в

ответ на увеличение выбросов парниковых газов примерно на 0,5 Св за десятилетие [IPCC, Solomon et al., 2007]. Наблюдения показывают, что реальное изменение за последнее десятилетие намного больше. Масштаб наблюдаемых изменений предполагает, что они являются частью циклических изменений, а не напрямую связаны с прогнозируемым антропогенным сокращением АМОЦ. Для определения тренда величины, связанной с потеплением в модельных расчетах, потребуются гораздо более продолжительный срок наблюдений. Также рассмотрено [Thomas et al. 2012], как компоненты АМОЦ изменились во время сценария потепления в моделях и обнаружили, что уменьшение было в первую очередь сокращением южного потока глубинных вод, уравновешенных (сбалансированных) сокращением переноса Гольфстрима. Это контрастирует с некоторыми наблюдениями, которые не показали значительных изменений в переносе Гольфстрима за период 2004–2012 годов, когда АМОЦ снижался.

Большая часть изменения АМОЦ связана с переносом поверхностных вод, которые были примерно на 1,5 Св ниже, чем в первые четыре года, включая сильное падение в 2009 г. до 2,0 Св. Моделирование, выполненное Matei et al. (2012) продемонстрировало неплохие результаты в ретроспективном прогнозе АМОЦ на 26 ° с.ш. Это связано в первую очередь со стабильным переносом в центральной части бассейна, рассматриваемые в долгосрочном масштабе.

За время наблюдений на массиве 26 ° с.ш. наблюдалась преимущественно отрицательные значения североатлантического колебания (САК). Планка погрешностей гидрографических оценок слишком велика, чтобы делать какие-либо выводы о связи АМОЦ с САК или АМК (Атлантические многолетние колебания). Bryden et al. (2005) предположил, что ошибки могут достигать 6 Св. Фактически, перенос АМОЦ, полученный по судовым измерениям в 2010 г., был сильнее, чем в 2004 г. Это подчеркивает тот факт, что для определения изменчивости АМОЦ требуются непрерывные наблюдения [Smeed et al., 2016].

Согласно последней оценке Межправительственной группы экспертов по изменению климата [Meehl et al., 2007] полное прекращение АМОЦ привело бы к сильному охлаждению [Vellinga and Wood, 2002; Stouffer et al., 2006], но очень маловероятно, что это произойдет в XXI веке. По данным Schmittner et al. (2005) and Meehl et al. (2007) в модельных прогнозах изменения климата при условии увеличения антропогенных концентраций парниковых газов существует широкий диапазон ослабления АМОЦ к 2100 году – от 0% до 50%. Другие исследования [Knight et al., 2005; Keenlyside et al., 2005] предполагают, что АМОЦ может ослабнуть в течение следующего десятилетия из-за естественной изменчивости, что приведет к более прохладному климату вокруг Северной Атлантики. Внутренне созданные межгодовая изменчивость АМОЦ в сочетании с климатическими [Dong and Sutton, 2001; Collins et al., 2006] и океаническими моделями циркуляции [Bjastoch et al., 2008] обнаруживается тесная связь с межгодовой изменчивостью теплового переноса Атлантического океана. Наблюдение за межгодовой изменчивостью АМОЦ и переноса тепла крайне важно, ввиду того, что это та зона, где могут быть обнаружены первые сигналы о приближающихся изменениям климата.

Таким образом, изменчивость АМОЦ в Северном полушарии может быть обусловлена изменениями переноса АМОЦ в южной и центральной частях Атлантического бассейна [Sijp et al., 2008, 2009]). АМОЦ в Центральной Атлантике может быть важным фактором для прогноза изменчивости климатической системы Земли.

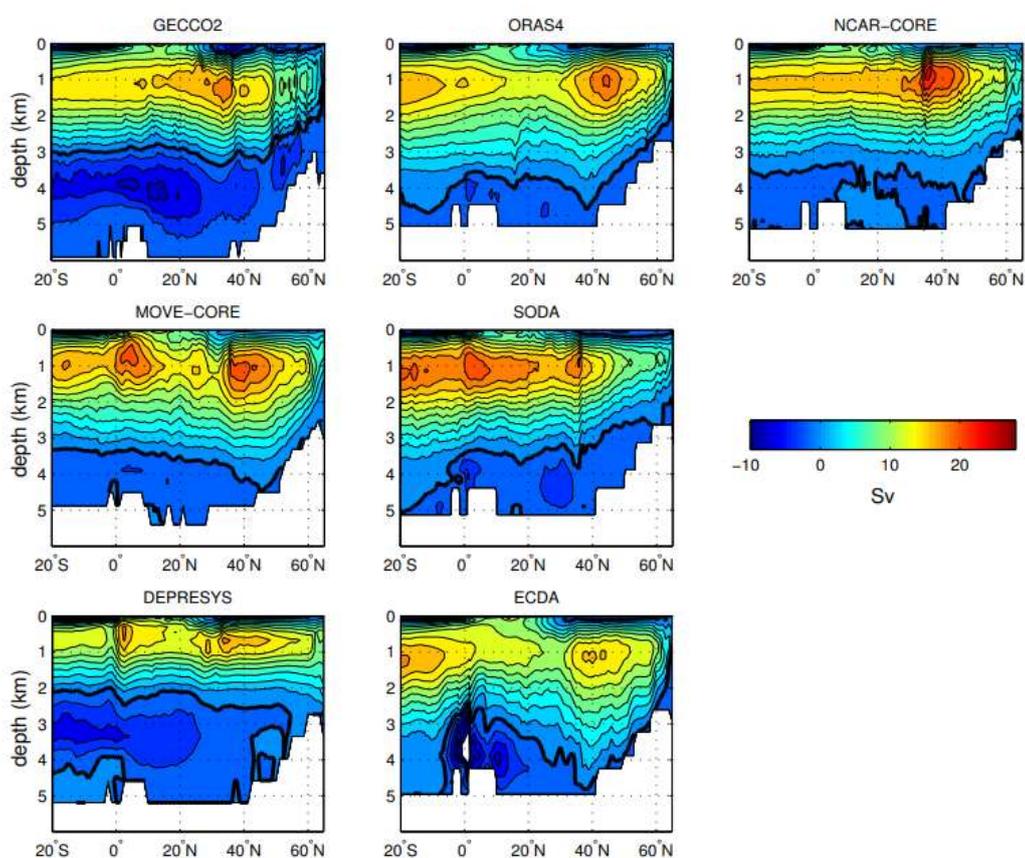
Наблюдения за Атлантической меридиональной циркуляцией все еще ограничены, особенно когда речь идет о переносах водных масс и их количественных характеристиках. Результаты численного моделирования океана и климата могут демонстрировать широкий диапазон временных масштабов и процессов изменчивости и являются полезными инструментами для изучения таких процессов. Сегодня одним из важных инструментов изучения океанических процессов стали глобальные океанические реанализы. Реанализ – это продукт численного моделирования океана, который использует граничные условия атмосферных форсингов и ассимилирует такие наблюдения, как температура, соленость, скорость течений, аномалии уровня моря и концентрация морского льда [Storto et al., 2019]. Таким образом, реанализы интегрируют наблюдения в динамически согласованную модель океана.

Реанализы различаются по типам ассимилированных наблюдений, методам ассимиляции, поверхностного воздействия и используемой модели океана [Balmaseda et al., 2013]. Преимущество реанализа по сравнению с другими продуктами данных заключается в том, что они могут предоставить данные скоростей потоков и другие свойства, которые трудно измерять непрерывно. Однако следует позаботиться о том, чтобы реанализ в достаточной степени ограничивался наблюдениями в интересующей области и что сами ограничения не оказывают отрицательного влияния на процессы, вызывающие ложные результаты [Storto et al., 2019]. Мультимодельные реанализы могут помочь интерпретации, предоставляя ряд возможных вариантов процессов циркуляции [Masina et al., 2017; Storto et al., 2019].

Использование реанализа океана - это метод, который синтезирует модели океана с историческими наблюдениями в океане и ретроспективными прогнозами атмосферного воздействия, для получения оценок состояния океана.

На сегодняшний день посредством океанических реанализов проводят различные исследования АМОЦ. Для работы по Атлантическому региону часто используют набор продуктов численного моделирования, таких как GFDL, ORA, ESTOC, GECCO2, C-GLORSv7, ECCO V4 R3, ECDA3, GLORYS2v4, GLORYS12v1, GloSea5, GONDOLA100A, NorCPM-v1, ORAS5 и UR025.4. Следует отметить, что большинство реанализов используют модель океана NEMO, при этом имеют разное пространственное разрешение от  $1/12^\circ$  до  $1^\circ$ . Реанализы с более высоким разрешением (порядка  $1/12^\circ \times 1/12^\circ$ ) обычно лучше воспроизводят картину циркуляции, чем реанализы с более низким разрешением (порядка  $1^\circ$ ). Хотя эти реанализы используют очень похожие модели и ассимилированные данные, они отличаются в используемых методах ассимиляции, что дает много интересных различий в результатах [Storto et al., 2019].

Имеющиеся на сегодняшний день реанализы охватывают широкий спектр модельных систем, разрешений и подходов к ассимиляции данных. Например, системы ECCO, V4R3 и GECCO2 используют схему ассимиляции 4DVar, которая оптимизирует решение путем настройки параметров (включая поверхностные потоки, напряжения ветра и параметры перемешивания), а не применяет приращения температуры и солёности. Реанализ NorCPM-v1 имеет связанный атмосферный компонент и, следовательно, имеет довольно различные поверхностные потоки и напряжения ветра от других продуктов ассимиляции, которые используют атмосферные реанализы. В NorCPM-v1 атмосферных ограничений нет, и ассимиляция осуществляется только для океанической составляющей (слабосвязанная ассимиляция данных). Регулировка в других компонентах (атмосфера, морской лёд) происходит динамически во время интеграции системы [Jackson et al. 2019].

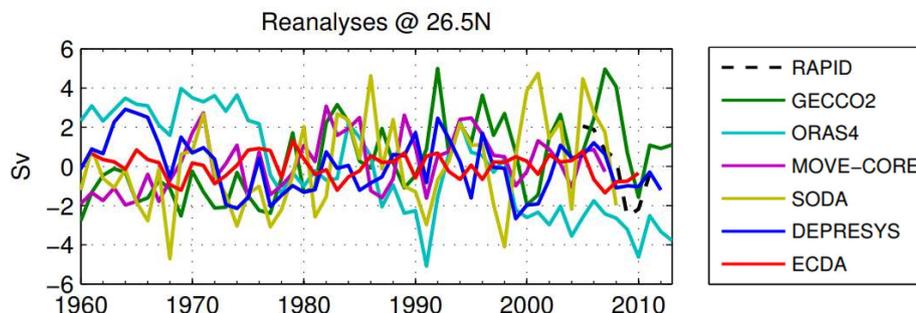


**Рис. 1.6** Перенос АМОЦ за 1960-2007 гг. по данным Gecco2 / Oras4 / Ncar-Core / Move-Core / Soda / Depresys / ECDA

Исследуя реанализы, например, в работе А. Карспека [Karspeck et al. 2015], рассматривались реанализы GECCO2, ORAS4, MOVE-CORE, SODA, DEPRESYS и ECDA в период с 1960 по 2007 год на всех широтах Атлантического океана. В исследовании изменения АМОЦ все реанализы, кроме ECDA, показывают ее изменчивость, превышающую 0,5 Sv. GECCO2 выделяется тем, что имеет относительно сильный и меридионально согласованный положительный тренд АМОЦ (превышающий 1,5 Sv за десятилетие). Максимальный тренд сосредоточен на глубине 2000 м (рис. 1.6), что позволяет

предположить, что обратная ветвь АМОЦ может углубляться в течение этого периода времени. Напротив, ORAS4 показывает существенное снижение силы АМОЦ на большинстве широт и в большей части водной толщи. SODA и DEPRESYS имеют слабые положительные тренды в высоких широтах в северном полушарии, но в средних широтах в DEPRESYS знак тренда меняется на противоположный. В указанных реанализах, линейные тренды не обнаруживаются в данных без ассимиляции - за исключением того, что MRI-CORE имеет изолированный положительный тренд в высоких широтах в северном полушарии, а GECCO2-REF имеет тенденции к увеличению в южном полушарии более чем на 0.5 Св за десятилетие [Karspeck, et al. 2015].

Также исследованы тенденции межгодовых изменений АМОЦ, моделируемые с помощью наборов реанализов. На рис. 1.7 показаны временные ряды среднегодовых аномалий (т. е. отклонений от среднего значения) АМОЦ. Видно, что на глубине 1000 м в межгодовом сравнении в реанализах очень мало согласования (схожих элементов). Хотя можно выделить пару периодов, где есть некоторый общий сигнал, но группа в целом не согласована ни на одной из широт. Падение АМОЦ в 2010 г. на 26,5 ° с.ш., оцененное RAPID, воспроизведено GECCO2 и ORAS4. Большинство временных рядов в этом наборе показывают общую особенность долгосрочного увеличения АМОЦ, особенно ярко выраженного с середины 1970-х до середины 1990-х годов. Также существует схожие моменты в ежегодных изменениях АМОЦ в работе (Danabasoglu et al. 2014).



**Рис. 1.7** Временной ряд среднегодовых аномалий АМОЦ на глубине 1000 м. на 26 с.ш. по данным Rapid и реанализам.

Вместе с тем, Европейский центр среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF), используя данные Ocean Reanalysis system (ORA), обнаружил [Balmaseda et al. 2013] снижение АМОЦ примерно на 4% в период с 1959 по 2008 год. Ванг и др. [Wang et al. 2010b], используя реанализ океанической циркуляции (GECCO) и реанализ Национального центра экологического прогнозирования (NCEP) получили увеличение значения АМОЦ на 2 Св. Для сравнения в работе С. Тетта [Tett et al., 2014] реанализ ECCO дает перенос АМОЦ на 26° с.ш. близкий к значению 17 Св. Его результаты за период с 1960 по 2008 гг.

показывают, что на 26° с.ш. АМОЦ увеличился примерно на 20%. Таким образом, видно, что океанические реанализы могут давать противоречивые результаты.

Средний перенос в 1961–2000 гг. на 26 ° с.ш., полученный в результате другого набора океанических реанализов [Munoz et al. 2011], составлял от 10 до 21 Св. В других расчетах [Tett, S. et al 2014] перенос на 26 ° с.ш. равнялся  $14.9 \pm 0.9$  Св. Из нескольких реанализов три (ORA-S3, ECCO-JPL и SODA) имеют отклонение в пределах 10% от измеренных значений, в то время как отклонение ECCO2 и NCEP (после сдвига на 0.5 ° на север) находятся в пределах 25%, но перенос по DePreSys намного слабее. В общем, величина меридионального переноса по реанализам не сильно меняется в пределах  $\pm 0,5$  ° широты. Большинство реанализов не попадает в диапазон отклонения меньше 10% от измеренного среднего значения, а ECCO2 и вовсе находится в пределах 25%.

В целом исследования переносов АМОЦ показали, что большинство океанических реанализов, довольно хорошо воспроизводят процесс меридиональной циркуляции [Munoz et al. 2011]. Малая продолжительность многих временных рядов скоростей течений по сравнению с временными масштабами океанического воздействия, а также сложность сезонной и мезомасштабной изменчивости создает проблему для подтверждения результатов реанализов с использованием наблюдений только на одной широте. Только когда средние переносы 26 ° с.ш. обобщаются с данными переносов других мест исследуемого региона, тогда увеличение количества наборов данных делает возможным объективное сравнение между различными реанализами в Атлантическом регионе.

## 2 Глава. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции

### 2.1 Временной ход индекса Атлантической мультидекадной осцилляции

В настоящее время актуальны задачи диагноза и прогноза изменений климата и выявления причин, которые эти изменения обуславливают. Атлантический океан является важным звеном климатической системы Земли. Имеются основания, что мультидекадные изменения климата во многом порождаются долгопериодными собственными изменениями в термохалинной циркуляции СА, природа которых до сих пор до конца не изучена. Эти мультидекадные (главным образом квази-шестидесятилетние) колебания климата хорошо проявляются в индексе АМО - Атлантической Мультидекадной Осцилляции.

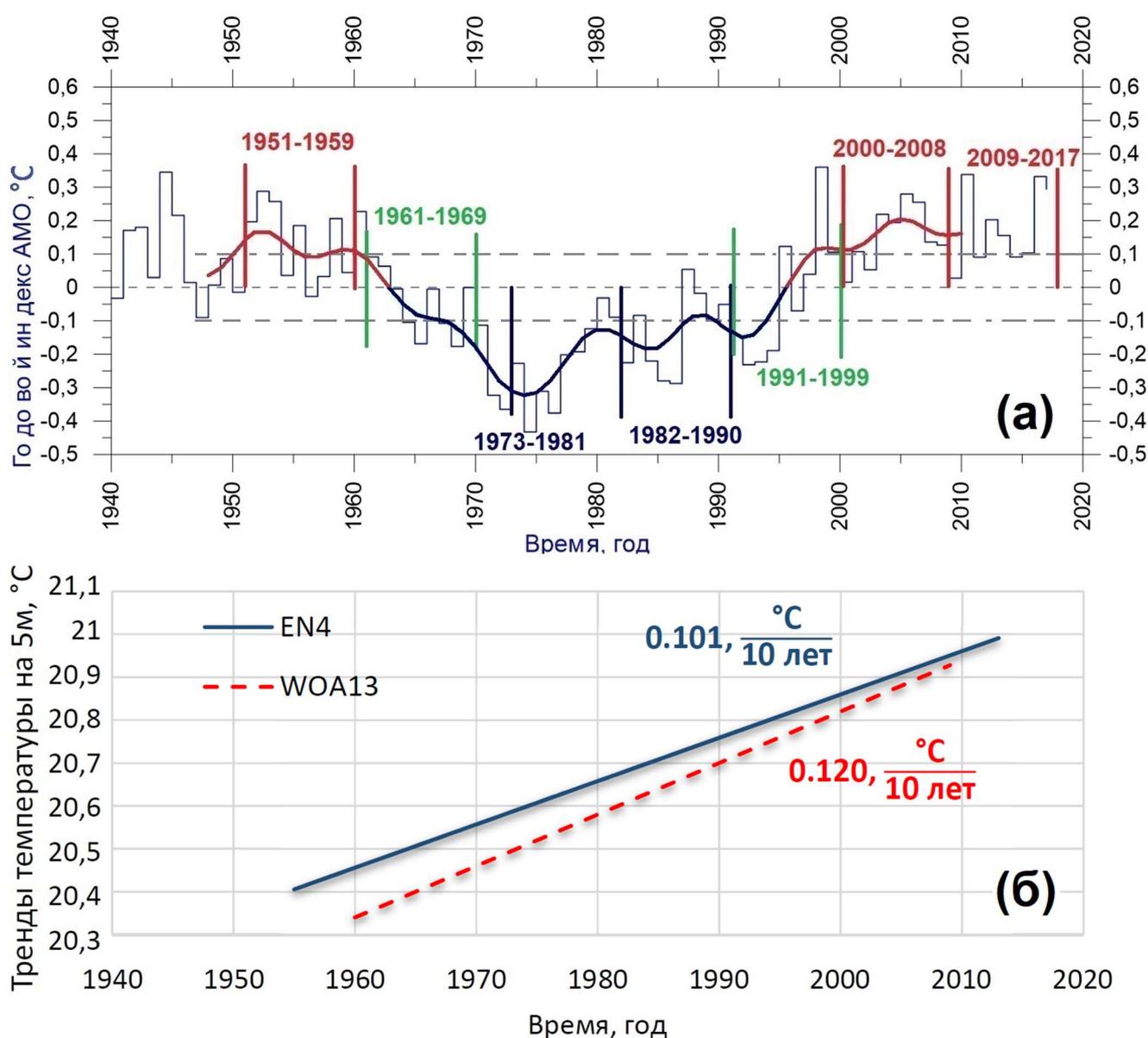


Рис. 2.1. (а) ступенчатая линия – значения среднегодового индекса АМО, рассчитанные в NOAA и плавная кривая – результат его низкочастотной фильтрации с отсечением периодов до

8 лет. Штриховыми линиями показаны величины  $\pm 0.1$  °C, отсекающие периоды, когда индекс АМО принимает значения по модулю больше  $0.1$  °C. (б) средние тренды приповерхностной температуры Северной Атлантики на глубине 5 м по данным EN4 (сплошная линия) и WOA2013 (штриховая линия) (см. ниже).

В эволюции индекса АМО (рис. 2.1а.) с 1940 г. хорошо выделяется мультидекадное квази-шестидесятилетнее колебание [Панин и др., 2017], на фоне которого развивается декадная изменчивость, скорее всего имеющие разную физическую природу. Гипотезы о формировании мультидекадной изменчивости приведены во введении. Природа декадной изменчивости в большей степени связана с процессами взаимодействия атмосферы и океана и волнами Россби в Северной Атлантике и Северном Ледовитом океане [Frankcombe and Dijkstra, 2011; Volodin, 2013]. В работе [Lin et al., 2019] показывается, что роль АМОЦ в формировании декадных колебаний несущественна. В нашей работе мы будем исследовать мультидекадную изменчивость термохалинной циркуляции в СА.

Будем рассматривать термохалинное состояние СА в различные фазы временного хода индекса АМО только с 1951 года. Это объясняется тем, что наиболее точно трехмерное термохалинное состояние океана по данным наблюдений можно определить только с конца 1940-х годов, поскольку именно с этого времени происходит быстрый рост количества наблюдений в океане [Atkinson et al., 2014].

Для изучения климатической изменчивости термохалинной циркуляции СА выделим следующие периоды в соответствии с эволюцией АМО (рис. 2.1а), по которым будем проводить осреднение по времени для исследования соответствующих климатических состояний СА. Три теплых периода, когда наблюдаются положительные значения индекса АМО больше  $0.1$  °C – с 1951 по 1959 г., с 2000 по 2008 г. и с 2009 по 2017 г.; переходный период от тёплой к холодной фазе – с 1961 по 1969 г.; два холодных периода, когда наблюдаются отрицательные значения индекса АМО меньше  $-0.1$  °C – с 1973 по 1981 г. и с 1982 по 1990 г.; переходный период от холодной к тёплой фазе – с 1991 по 1999 г. Интервалы этих периодов составляют примерно 10 лет для того, чтобы при осреднении исключить влияние декадных колебаний, оставляя только фазы хорошо выраженного квази-шестидесятилетнего колебания, хорошо заметного на рис. 2.1а. При этом размах этих колебаний АМО и средних изменений ТПО за 70 лет (рис. 2.1б) сопоставимы.

## 2.2 Используемые данные по температуре и солёности на акватории Северной Атлантики

Для определения и сравнения термохалинного состояния Северной Атлантики нами были выбраны глобальные поля температуры и солёности из двух объективных анализов данных наблюдений EN4 [Good et al., 2013] (с поправками Гурецкого В. [Gouretski and Reseghetti, 2010]), созданным в MetOffice (Великобритания) и World Ocean Atlas 2013 (WOA2013) [Locarnini et al., 2013; Zweng et al., 2013] из National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), США. EN4 явился продуктом двух Европейских проектов – Enhanced Ocean Data Assimilation and Climate Prediction (ENACT) и ENSEMBLES [Ingleby and Huddleston, 2007]. Описание рассматриваемых массивов данных приведено в таблице 2.1. Следует отметить, что основным их источником служит World Ocean Database (WOD, который получен NOAA), в случае EN4 это WOD09 [Boyer et al., 2009], а в случае WOA13 – WOD13 [Boyer et al., 2013].

Объективные анализы EN4 и WOA2013 рассчитаны с использованием пространственно-временной оптимальной интерполяции данных наблюдений. Указанные массивы данных также получены с использованием комбинированного подхода: учитывалось спрогнозированное состояние океана, основанное на более ранних данных объективного анализа и профили данных наблюдений за доступный временной период (см. таблицу 2.1).

Таблица 2.1. Описание объективных анализов EN4 и WOA2013.

	<b>EN</b>	<b>WOA</b>
<i>Версия</i>	4.2.0	2013 v2
<i>Разработчик</i>	MetOffice (UK)	NODC/NOAA (USA)
<i>Периоды</i>	1900-2017	1955-2012
<i>Шаг по времени</i>	1 месяц	10 лет (для каждого месяца года)
<i>Пространственное разрешение</i>	1°×1°	0.25°×0.25°
<i>Число уровней</i>	42	102
<i>Нижний уровень, м</i>	5350	5500
<i>Источник данных</i>	WOD09, GTSP, ARGO, ASBO	WOD13

Для анализа будем использовать потенциальную температуру ( $\theta$ ), как более наглядно, чем температура *in situ* ( $T$ ), отражающую тепловое состояние океана по глубине. По массивам среднемесячных данных  $\theta$  и солёности ( $S$ ) из EN4 с 1951 по 2017 год были рассчитаны их среднегодовые трехмерные поля для каждого рассматриваемого периода (рис. 2.1a). Массив данных WOA2013 содержит среднемесячные, среднесезонные и среднегодовые трехмерные поля по температуре *in situ* и солёности уже осредненные для следующих 6 периодов: с 1955 по 1964

г., с 1965 по 1974 г., с 1975 по 1984 г., с 1985 по 1994 г., с 1995 по 2004 г., с 2005 по 2012 г. Для анализа были использованы среднегодовые значения для этих периодов. По температуре *in situ* данных WOA2013 были рассчитаны трехмерные поля потенциальной температуры с помощью методики [McDougall and Barker, 2011].

На рис. 2.1б приведены линейные тренды приповерхностной температуры в СА на глубине 5 м. Положительный тренд наблюдается как по данным EN4, так и по данным WOA2013, с коэффициентами  $0.101\text{ }^{\circ}\text{C}/10\text{ лет}$  и  $0.120\text{ }^{\circ}\text{C}/10\text{ лет}$ , соответственно. Небольшая разность между ними примерно в  $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}/10\text{ лет}$  связана, по-видимому, с разной длиной временных рядов, выбранных для анализа. Массив WOA2013 имеет более короткую продолжительность и, следовательно, вклад периода наиболее интенсивного потепления с конца 1970-х по начало 2000-х гг. в этих данных сказывается сильнее.

### **2.3 Характеристики климатических трендов и композитный анализ аномалий температуры и солёности**

В данной работе применялся композитный анализ [Diansky and Sukhonos, 2018] аномалий среднегодовых среднезональных характеристик  $\theta$ ,  $S$  и потенциальной плотности, характеризующих термохалинный сигнал климатических изменений в различные фазы АМО. Композитный анализ или метод эмпирических условных статистик – это общепринятая методика при анализе изменений климата, он используется для характеристики изменчивости какого-либо параметра в противоположных фазах. С помощью этой методики можно выделить чистый сигнал, соответствующий влиянию отдельного климатического сигнала на гидрофизические поля. Композитный анализ используется во многих работах, в качестве примера можно привести работы [Enfiel et al., 2001; Diansky and Sukhonos, 2018; Dima and Lohmann; 2007], в которых исследуется связь АМО с изменчивостью приповерхностных характеристик атмосферы и океана.

Аномалии вычислялись путем вычитания из полученных трехмерных полей  $\theta$  и  $S$  линейных трендов, определяемых за рассматриваемые периоды EN4 и WOA2013. Вычитание линейных трендов проводилось для того, чтобы исключить более долгопериодные климатические изменения климата океана, связываемые в основном с внешним, главным образом антропогенным, влиянием [Stoecker et al., 2013], и оставить только собственные изменения климата.

Для того, чтобы оценить сигнал климатической изменчивости в СА проводился композитный анализ картины аномалий  $\theta$  и  $S$  по отношению к фазам индекса АМО. Композитный анализ аномалий какой-либо характеристики основан на расчете разности между композитом аномалий этой характеристики в положительную фазу индекса АМО и композитом аномалий в отрицательную фазу индекса АМО (так называемая разность композитов). При этом

композит аномалий рассматриваемой характеристики в положительную фазу индекса АМО, определяется как усредненное за все периоды состояние этих аномалий, когда фаза индекса АМО положительна (для EN4 периоды – с 1951 по 1959 г., с 2000 по 2008 г., с 2009 по 2017 г., в случае WOA2013 – с 2005 по 2012), а композит аномалий в отрицательную фазу индекса АМО, как усредненное за все периоды состояние аномалий, когда фаза индекса АМО отрицательна (с 1973 по 1981 г., с 1982 по 1990 г. для EN4, в случае WOA2013 – с 1975 по 1984 г.). Разность композитов рассматриваемой характеристики рассчитывалась в каждом узле пространственной сетки и затем зонально осреднялась. Таким образом, полученная зонально-осредненная разность композитов аномалий рассматриваемой характеристики отражает среднезональный сигнал естественных мультideкадных колебаний, показывая характер изменений в теплой фазе по отношению к холодной фазе АМО.

Прежде, чем перейти, собственно, к анализу разностей композитов, рассмотрим среднезональные тренды  $\theta$  и  $S$ , которые также представляют важный интерес с точки зрения климатических изменений, происходящих в СА. На рис. 2.2 представлены эти зонально-осредненные тренды, рассчитанные по данным EN4 и WOA2013, которые показывают практически одну и ту же пространственную структуру долгопериодных изменений термохалинного состояния СА. Это подтверждается высокими значениями пространственных коэффициентов корреляции между данными EN4 и WOA2013, равными 0.92 для трендов температуры (рис. 2.2а, б) и 0.77 для трендов солёности (рис. 2.2в, г). При этом данные EN4 показывают более сглаженную структуру долгопериодных изменений, чем WOA2013 (рис. 2.2), что связано, скорее всего, с более высоким пространственным разрешением данных WOA2013 (см. таблицу 2.1).

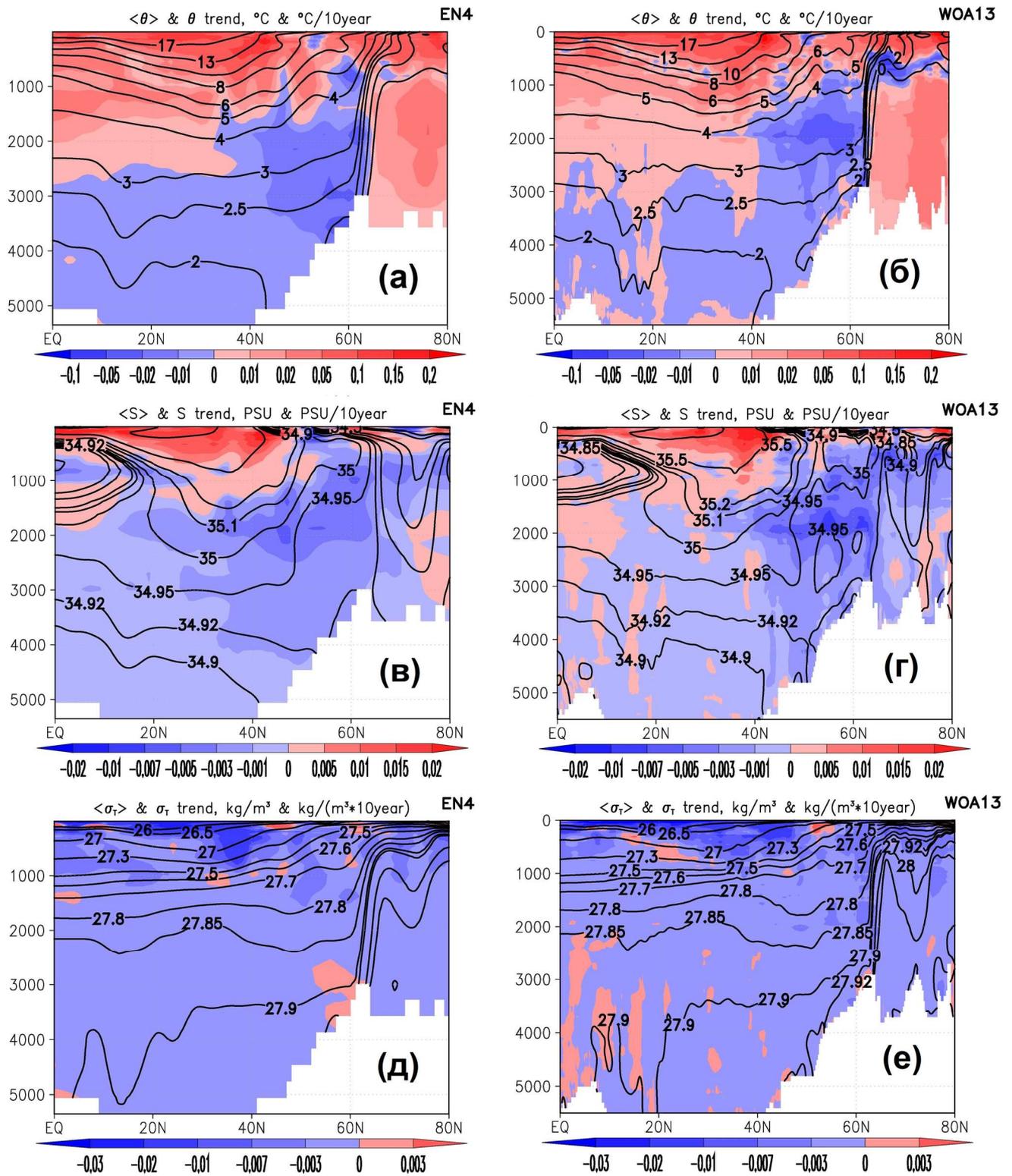


Рис. 2.2. Зонально-средненные линейные тренды потенциальной температуры  $\theta$  (а, б),  $\frac{^{\circ}\text{C}}{10\text{лет}}$ , солёности  $S$  (в, г),  $\frac{\text{ППС}}{10\text{лет}}$ , и потенциальной плотности в величинах  $\sigma_T$  (д, е) ( $\sigma_T = \rho(\theta, S) - 1000$ ),  $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot 10\text{лет}}$ , рассчитанные по объективным анализам EN4 (слева), WOA2013 (справа). Изолиниями показаны средние этих величин за рассматриваемые периоды.

Согласно рис. 2.2 в верхнем 1-км слое, в основном, наблюдается потепление, особенно сильное около  $40^{\circ}\text{N}$ , где Гольфстрим переходит в Северо-Атлантическое течение. Это потепление в области  $40^{\circ}\text{N}$  связывается со сдвигом положения начала Северо-Атлантического течения к северу, что приводит к сильной аномалии температуры и солёности в этих широтах. Ниже 1-км слоя наблюдается значительная область похолодания и распреснения, образование которой связывается с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои. С большой долей уверенности можно полагать, что основной вклад в таяние ледников Гренландии, так и в сдвиг Северо-Атлантического течения на север, делает парниковый эффект [Stoecker et al., 2013; Caesar et al., 2018], вызванный, главным образом, антропогенным воздействием [Stoecker et al., 2013].

Также были рассчитаны коэффициенты корреляции между трендами температуры и солёности, которые составили 0.79 как для данных EN4, так и для WOA2013, что говорит о высокой связи между температурой и солёностью. Высокое значение этого коэффициента говорит и о том, что аномалии  $\theta$  и  $S$  делают противоположный, компенсирующий друг друга вклад в формирование аномалий поля потенциальной плотности.

Рис. 2.2д, е показывают, что, когда тренды  $\theta$  способствуют уменьшению/увеличению плотности, тогда же тренды  $S$  направлены на ее увеличение/уменьшение. При этом в верхнем 1-км слое отрицательные тренды плотности определяются в основном положительными трендами температуры, а в более глубоких слоях отрицательные тренды плотности формируются главным образом отрицательными трендами солёности. Суммарный вклад трендов температуры и солёности дает общий тренд к уменьшению плотности по всей глубине. Это говорит о том, что потенциальная энергия вод СА за счет изменения их термохалинного состояния увеличилась, за счет расширения вод, в основном в поверхностном слое, что приводит к увеличению стерического уровня океана, что, в свою очередь, согласуется с климатическими расчетами и оценками по данным наблюдений IPCC (International Panel on Climate Change, или в русской транскрипции МГЭИК – Межправительственная группа экспертов по изменению климата) [Stoecker et al., 2013].

Распределение температурных трендов (рис. 2.2а, б) показывает, что в СА в верхнем однокилометровом слое за последние 70 лет накоплено колоссальное количество дополнительного тепла, оцениваемое по используемым данным EN4 в  $6.89 \cdot 10^7$  ПДж, а по WOA2013 в  $5.63 \cdot 10^7$  ПДж. Ясно, что этот теплозапас включает в себе такую инерцию климатического потепления, что даже если остановить антропогенные выбросы парниковых газов потепление климата Земли не прекратится, о чем также свидетельствуют климатические оценки IPCC [Stoecker et al., 2013].

Так, чтобы скомпенсировать это потепление вод в верхних слоях СА, например, за 50-летний промежуток времени, необходимо охлаждать поверхность океана со средним потоком  $0.76 \text{ Вт/м}^2$  согласно данным EN4 и  $0.65 \text{ Вт/м}^2$  согласно WOA2013. Однако даже при самом умеренном сценарии IPCC будущего развития климатических изменений, радиационный поток парникового эффекта, направленный на разогрев поверхности Земли, составляет  $2.5 \text{ Вт/м}^2$ .

Показанные на рис. 2.2д, е распределения трендов плотности означают, что вертикальная среднезональная стратификация в СА за 70 лет стала более устойчивой. Это должно приводить к уменьшению интенсивности атлантической меридиональной опрокидывающей циркуляции (АМОЦ) в СА, что соответствует мультимодельным расчетам по климатическими моделям, выполненными в рамках международной программы исследования климата IPCC [Stoecker et al., 2013; Caesar et al., 2018].

При анализе разностей композитов аномалий  $\theta$  (рис. 2.3а, б) и  $S$  (рис. 2.3в, г), которые отражают сигнал естественных мультидекадных колебаний, была обнаружена очень интересная структура вертикальной стратификации. Она проявляется практически одинаково как для данных EN4, так и для WOA2013. Коэффициенты пространственной корреляции между данными EN4 и WOA2013 равны 0.73 и 0.62 для разностей композитов аномалий  $\theta$  и  $S$ , соответственно. Установлено, что в тёплые периоды индекса АМО (рис. 2.1а) по сравнению с холодными наблюдается потепление и осолонение в верхнем 1-км слое Северной Атлантики (рис. 2.3). Ниже 1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения, которые более ярко выражены в данных EN4. Косвенно этот эффект был также обнаружен в работе [Соколов и др., 2018] при изучении изменчивости термохалинного состояния в отдельных районах СА. По-видимому, такая структура изменчивости связана с характером изменчивости термохалинной циркуляции СА и требует своего исследования.

Также были рассчитаны коэффициенты корреляции между разностями композитов аномалий  $\theta$  и  $S$ , которые равны 0.72 и 0.78 для данных EN4 и для WOA2013, соответственно. Высокие значения этих коэффициентов корреляции, так же как было отмечено и для трендов, означают, что аномалии  $\theta$  и  $S$  вносят противоположный, компенсирующий друг друга вклад в формирование аномалий поля плотности. При этом вклад температурных изменений в изменения потенциальной плотности в верхних слоях превалирует над солёностным, а в глубинных слоях наоборот, наблюдается превалирующий вклад солёности, что хорошо согласуется с работой [Wang et al., 2010a].

# AMO<sup>+</sup> – AMO<sup>-</sup>

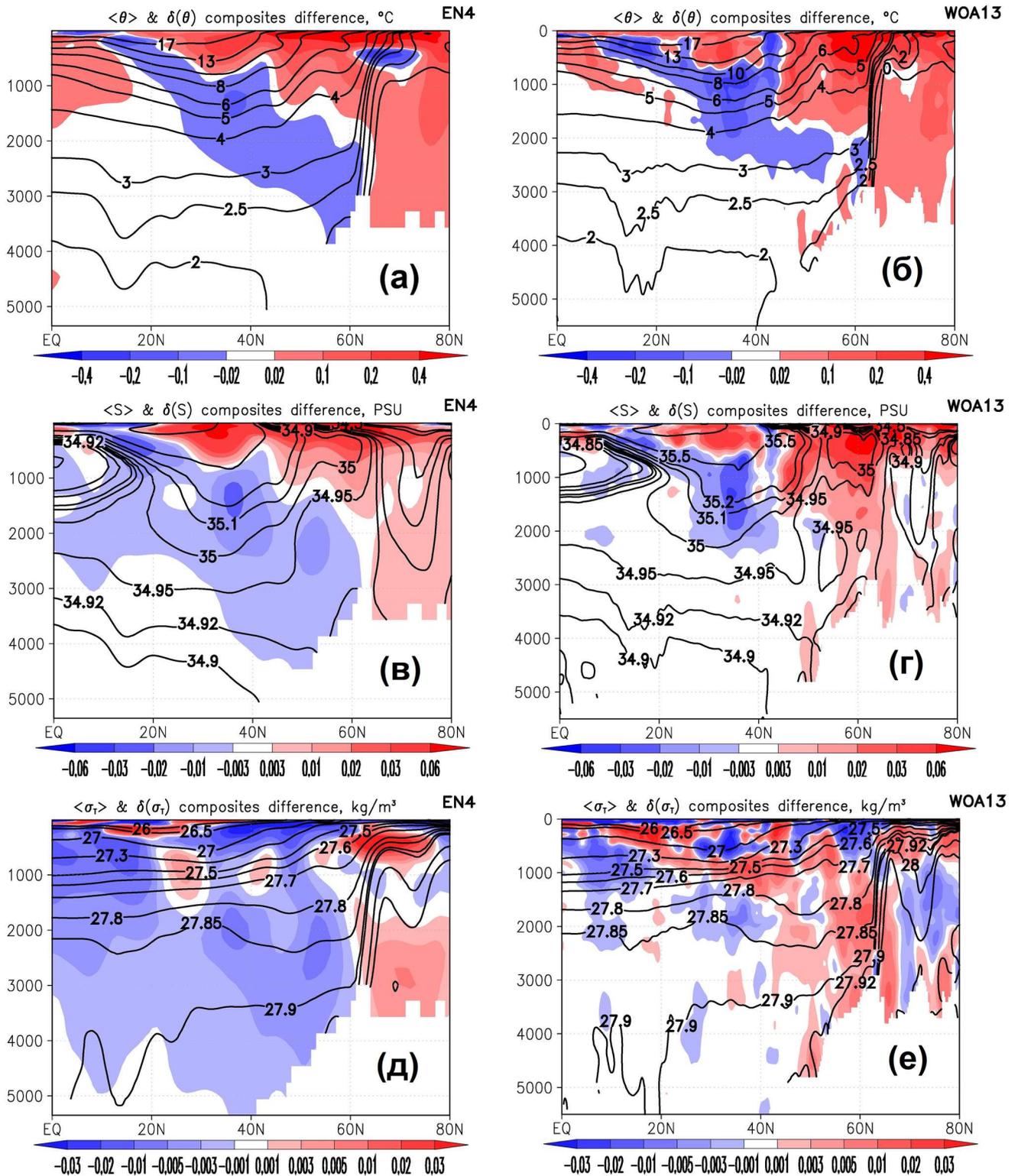


Рис. 2.3. Зонально-осредненные разности композитов (показаны цветом) аномалий потенциальной температуры  $\theta$  (а, б),  $^{\circ}\text{C}$ , солёности  $S$  (в, г), ШПС и потенциальной плотности в величинах  $\sigma_T$  (д, е) ( $\sigma_T = \rho(\theta, S) - 1000$ ),  $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ , рассчитанные по объективным анализам EN4 (слева), WOA2013 (справа). Изолиниями показаны средние этих величин за рассматриваемые периоды.

Разности композитов аномалий потенциальной плотности демонстрируют несколько отличную структуру пространственных изменений для данных EN4 (рис. 2.3д) и WOA2013 (рис. 2.3е), особенно проявляющуюся в глубинных слоях. Согласно данным WOA2013 в глубинных слоях больше областей с положительными аномалиями плотности. Структура аномалий плотности по данным WOA2013 отличается и большей перемежаемостью.

Обнаруженные отличия в термохалинном состоянии СА в периоды положительного и отрицательного индекса АМО привели авторов статьи к гипотезе, что основную роль в этом процессе может играть Атлантическая меридиональная опрокидывающаяся циркуляция (АМОЦ). Пространственная структура АМОЦ, оцениваемая на основе данных наблюдений и воспроизводимая в различных моделях общей циркуляции океана, показана, например, в работах [Danabasoglu et al., 2014; Гусев и Дианский, 2014; Володин и др., 2018]. В целом АМОЦ является характеристикой термохалинной циркуляции океана в СА, когда в верхнем 1-км слое воды медленно переносятся на север, отдавая накопленное тепло в атмосферу в средних и высоких широтах и, вследствие этого, опускаются (опрокидываются), возвращаясь в глубинных слоях на юг. Именно АМОЦ и определяет меридиональный перенос тепла на север водами СА. Таким образом движение вод в АМОЦ можно косвенно связать с атлантическим сектором океанского конвейера Брокера-Лаппо [Лаппо, 1984; Broecker, 1991].

Для подтверждения нашей гипотезы мы будем использовать структуру АМОЦ, рассчитанную нами с помощью хорошо апробированной модели океана INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model) [Дианский, 2013]. Эта модель уже на протяжении более полутора десятков лет используется в качестве океанического блока совместной модели земной системы INMCM (Institute of Numerical Mathematic Climate Model) различных версий [Володин и Дианский, 2006; Володин и др., 2010; Володин и др., 2013; Дианский и Володин, 2002; Володин и Дианский, 2003; Володин и Дианский 2004]. Именно эта совместная модель является единственным представителем от России в международном проекте сравнения климатических моделей под эгидой IPCC в международных проектах CMIP (Coupled Model Intercomparison Project, <http://cmip-pcmdi.llnl.gov>). Последнее такое сравнение CMIP5 (CMIP, Phase 5) – проходило в 2010-2013 гг. [Taylor et al., 2012]. Кроме того, глобальная версия INMOM, так же единственная от России, участвовала в международном проекте CORE (Coordinated Ocean-ice Reference Experiment) [Griffies et al., 2009], вторая фаза которого была посвящена изучению изменчивости циркуляции в СА [Danabasoglu et al., 2014; Danabasoglu et al., 2016].

Модель INMOM была настроена на акваторию Северной Атлантики от 100°W до 15°E и от экватора до 80°N с пространственным разрешением 0.5° по долготе и широте. Были подготовлены данные о батиметрии дна по массиву ETOPO5 для этой области и начальные

состояния по температуре и солёности из EN4 осредненные за период с 1948 по 2017 гг., причем для лета и зимы отдельно. Последнее связано с тем, что невозможно корректно восстановить среднегодовую циркуляцию океана по его среднегодовому термохалинному состоянию. Атмосферное воздействие вычислялось путем осреднения в соответствии с выделенными климатическим периодом приповерхностных атмосферных характеристик из данных CORE (Coordinated Ocean-ice Reference Experiment) [Griffies et al., 2009].

Расчет циркуляции для климатического периода с 1948 по 2017 гг. проводился по методу диагноза-адаптации, предложенный академиком А.С. Саркисяном с соавторами [Демин и др., 1991]. Запуск модели осуществлялся на 75 суток, из которых первые 30 суток проводился разгон модели в режиме диагноза при предписанных полях температуры и солёности. В последующие 45 суток эксперимент проводился в режиме адаптации, при котором рассчитывались итоговые поля термохалинного состояния и циркуляции вод для всех летних и зимних выделенных периодов АМО. Для анализа среднегодового состояния этих периодов результаты расчета осреднялись для зимы и лета и за последние 30 суток расчетов. При таком подходе роль модели вторична, поскольку она главным образом используется для восстановления циркуляции океана по оценке его термохалинного состояния по данным наблюдений, а также устранения на этапе адаптации заведомых ошибок в полях  $\theta$  и  $S$ . Расчёты показали, что эта версия INMOM по предложенному сценарию диагноз-адаптация адекватно воспроизводит средноклиматическую наблюдаемую структуру основных гидрофизических полей. По результатам расчетов определялась АМОЦ, по стандартной методике, описанной, например, в [Дианский, 2013]. На рис. 2.4 и 2.5 она показана в виде изолиний. Ее характерные особенности согласуются с климатическими расчетами [Danabasoglu et al., 2014; Гусев и Дианский, 2014; Володин и др., 2018]. Как правило в этих расчетах она проявляет индивидуальные черты, свойственные отдельным моделям океана. В нашем же случае АМОЦ, рассчитанная по методу диагноз-адаптация, в первую очередь определяется данными наблюдений. Модель здесь играет вторичную роль [Демин и др., 1991]. Следует отметить, что наши расчеты АМОЦ очень хорошо согласованы с реанализом, выполненным по модели GFDL, показанным в работе [Wang et al., 2010a].

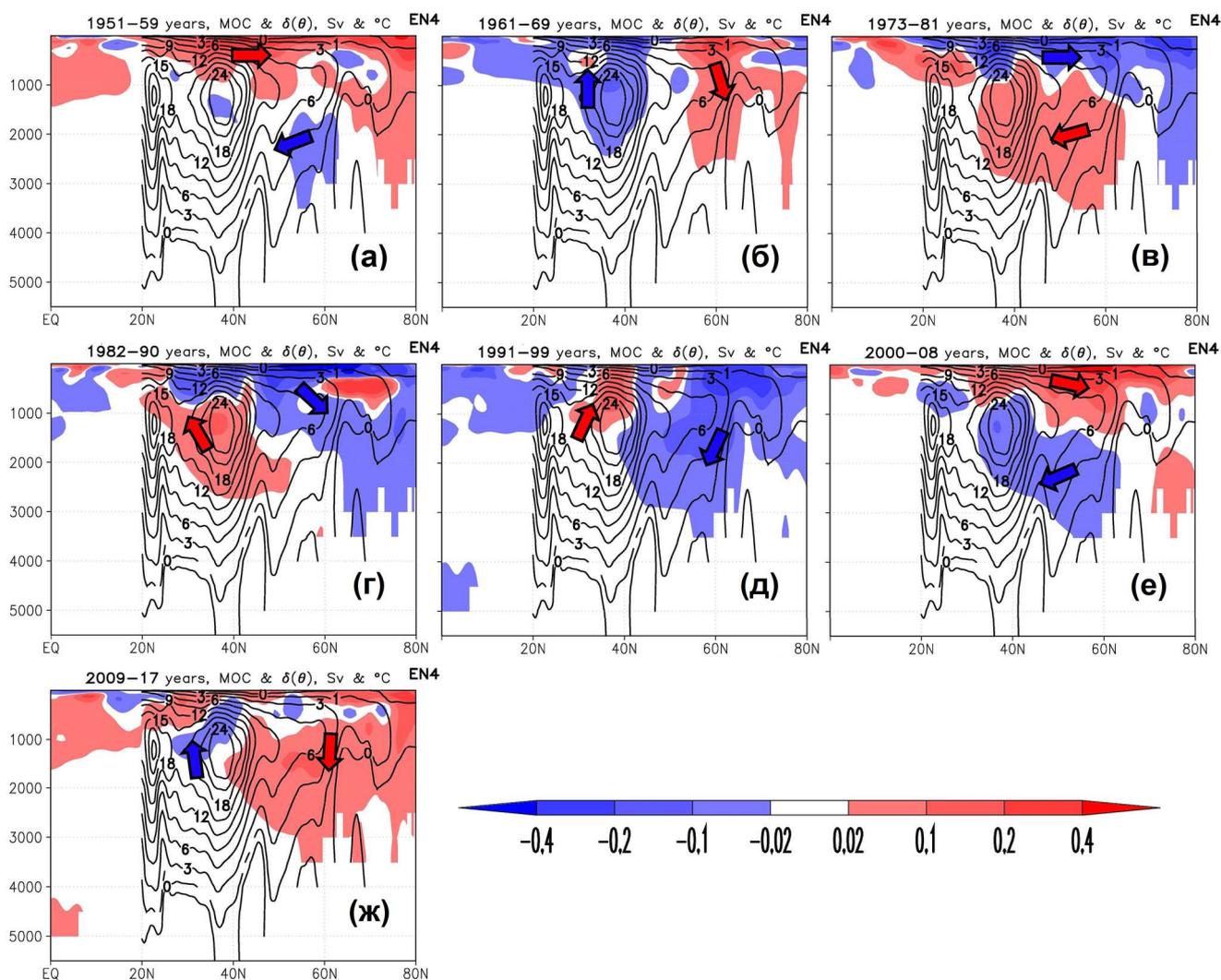


Рис. 2.4. Зонально осредненные аномалии потенциальной температуры  $\theta$  в различные периоды АМО, ( $^{\circ}\text{C}$ , показана цветом) и наложенная на неё средняя за 1948 – 2017 гг. функция тока АМОЦ, рассчитанная по модели INMOM ( $\text{Sv}$ , показана изолиниями, стрелки указывают на генерализованное направление движения вод меридиональной циркуляции).

Поскольку композитный анализ выявил более отчетливую вышеописанную характерную структуру изменчивости термохалинных полей в данных EN4, то покажем связь её формирования с АМОЦ по этим данным. На рис. 2.4 и рис. 2.5 показан процесс перемещения среднезональных аномалий  $\theta$  и  $S$  по данным объективного анализа EN4 для выделенных фаз АМО на фоне функции тока АМОЦ, средней за 1948-2017 гг. Она показана изолиниями начиная от  $20^{\circ}\text{N}$ , так как метод диагноза-адаптации работает не достаточно корректно в приэкваториальной области из-за особенностей океанической циркуляции, приводящей здесь к дополнительному шуму в динамике океана [Демин и др., 1991]. Генерализованные направления движения вод в АМОЦ показаны дополнительными стрелочками. Из анализа зонально-осредненных детрендрованных аномалий температуры и солёности, показанных на рис. 2.4 и рис. 2.5 в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО, было обнаружено, что

положительные и отрицательные аномалии как температуры, так и солёности циркулируют по ходу движения вод в АМОЦ вокруг ее ядра, опускаясь в глубинные слои океана примерно на  $60^{\circ}\text{N}$  и поднимаясь на поверхность на  $25^{\circ}\text{N}$ . Это вполне согласуется с теорией мультидекадных колебаний, предложенной еще в работе [Delworth et al., 1993].

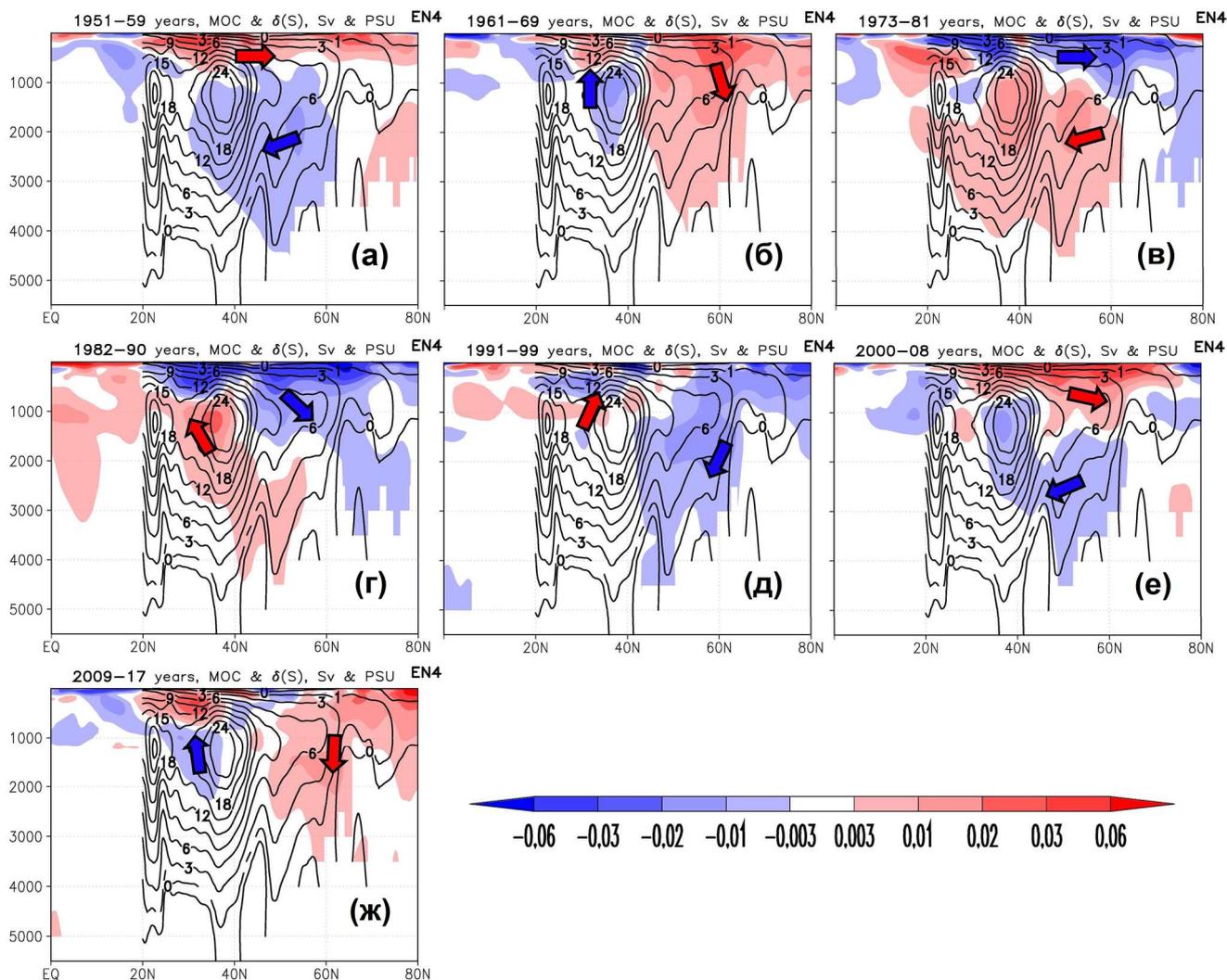


Рис. 2.5. То же, что и на рис. 2.4, но для аномалий солёности  $S$  (ШПС).

Из этих рисунков видно, что в тёплые периоды АМО (рис. 2.4а, е, ж, рис. 2.5а, е, ж), а также при переходе от тёплого к холодному периоду (рис. 2.4б, рис. 2.5б), воды с положительными аномалиями температуры и солёности опускаются в глубинные слои ниже 1-км, а воды с отрицательными аномалиями поднимаются из глубинных слоев на поверхность в соответствии с перемещениями вод в АМОЦ [Danabasoglu et al., 2014; Гусев и Дианский, 2014; Володин и др., 2018]. В холодные же периоды индекса (рис. 2.4в, г, рис. 2.5в, г) и при переходе от холодного к тёплому периоду (рис. 2.4д, рис. 2.5д), наблюдается обратная картина, когда воды уже с отрицательными аномалиями температуры и солёности опускаются, а холодные воды с

положительными температурными и солёностными аномалиями поднимаются. И этот процесс происходит приблизительно с периодом 60 лет, также в соответствии с оценкой времён перемещения вод в АМОЦ [Danabasoglu et al., 2014; Гусев и Дианский, 2014; Володин и др., 2018]. Можно предположить, что благодаря именно этому процессу наблюдаются тёплые и холодные фазы индекса АМО.

При этом нельзя утверждать, что в поверхностном слое аномалии  $\theta$  и  $S$  пассивно переносятся движением вод за счет АМОЦ, так как, во-первых, здесь они вступают во взаимодействие с атмосферой, а, во-вторых, в приблизительно 100-метровом слое в средних широтах 40-60°N АМОЦ меняет свое направление на обратное.

Обнаруженный нами процесс формирования зонально-осредненных детрендрованных аномалий температуры и солёности в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО косвенно подтверждает положение о том, что одним из возможных механизмов поддержания АМО является сдвиг фаз между долгопериодными изменениями потоков тепла на границе раздела океан-атмосфера в высоких широтах СА и величинами меридиональных переносов тепла в Субтропической Атлантике, определяемый временем адвекции термохалинных аномалий из Тропической Атлантики в субарктические широты [Knight et al., 2005; Polonsky, 1998; Polonskii, 2008; Voskresenskaya and Polonskii, 2004; Williams et al., 2014; Wang et al., 2010a].

## 2.4 Заключение

В настоящее время актуальны задачи диагноза и прогноза изменений климата и выявления причин, которые эти изменения обуславливают. Атлантический океан является важным звеном климатической системы Земли. Имеются основания полагать, что мультидекадные изменения климата во многом порождаются долгопериодными собственными изменениями в термохалинной циркуляции СА. Эти мультидекадные (главным образом квази-шестидесятилетние) колебания климата хорошо проявляются во временном ходе индекса АМО [Enfield et al., 2001].

Для определения и сравнения термохалинного состояния СА в различные фазы АМО по различным массивам данных были выбраны глобальные поля температуры и солёности по двум объективным анализам EN4 [Good et al., 2013; Gouretski and Reseghetti, 2010] и WOA2013 [Locarnini et al., 2013; Zweng et al., 2013]. По данным объективного анализа EN4 были рассчитаны средние климатические состояния для трёх тёплых периодов АМО, для переходного периода от тёплой к холодной фазе, двух холодных периодов и для переходного периода от холодной к тёплой фазе (рис. 2.1a). Массив данных WOA2013 содержит данные по температуре и солёности

уже осредненные для 6 десятилетних периодов, которые также можно отнести к разным фазам АМО.

Для изучения мультидекадной изменчивости термохалинного состояния СА использовался композитный анализ, основанный на расчете усредненной разности средних состояний (композитов) для тёплых и холодных периодов за вычетом линейного тренда [Diansky and Sukhonos, 2018]. Таким образом, разность композитов аномалий какой-либо характеристики отражает сигнал естественных мультидекадных колебаний, показывая картину изменений в теплой фазе по отношению к холодной.

Из анализа зонально-осредненных трендов потенциальной температуры  $\theta$  и солёности  $S$  (рис. 2.2) установлено, что в обоих рассматриваемых массивах данных EN4 и WOA2013, в верхнем 1-км слое, в основном, наблюдается потепление и осолонение. Ниже 1-км слоя наблюдается значительная область похолодания и распреснения, что связывается с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои. Такие структуры трендов температуры и солёности, наиболее вероятно, являются следствием парникового эффекта, вызванного, согласно парадигме IPCC, в основном антропогенным воздействием [Stocker et al., 2013; Caesar et al., 2018]. Показано, что  $\theta$  и  $S$  вносят противоположный, компенсирующий вклад в формирование поля плотности как в долгопериодных трендах, так и мультидекадных колебаниях. Вклад температурных изменений превалирует над солёностным в верхних слоях СА, а в глубинных наоборот, что хорошо согласуется с работой [Wang et al., 2010a]. При этом тренд в потенциальной плотности показывает, что за рассматриваемый промежуток времени потенциальная энергия вод СА увеличилась за счет расширения при изменении их термохалинного состояния.

Распределение температурных трендов также показывает, что в СА в верхнем одно-километровом слое за последние 70 лет накоплено значительное количество тепла и, очевидно, что этот теплозапас включает в себе инерцию климатического потепления, так, что даже если остановить антропогенные выбросы парниковых газов потепление климата Земли не прекратится [Stocker et al., 2013], о чем также свидетельствуют климатические расчеты по международной программе IPCC [Stocker et al., 2013]. Распределение трендов плотности указывает на то, что вертикальная среднезональная стратификация в СА за 70 лет стала более устойчивой. Это также должно приводить к уменьшению интенсивности меридиональной опрокидывающейся циркуляции (МОЦ) в СА, что соответствует модельным расчетам [Stocker et al., 2013; Caesar et al., 2018].

Анализируя разности композитов аномалий потенциальной температуры и солёности (рис. 2.3) была обнаружена важная особенность структуры пространственной термохалинной изменчивости, которая наблюдается как для данных EN4, так и для WOA2013. Было установлено, что в тёплые периоды индекса АМО (рис. 2.1a) по сравнению с холодными наблюдаются потепление и осолонение в верхнем 1-км слое Северной Атлантики. Ниже 1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения, которые более ярко выражены в данных EN4.

Было показано, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО положительные и отрицательные аномалии как температуры, так и солёности циркулируют по ходу движения вод в АМОЦ вокруг ее ядра, опускаясь в глубинные слои океана примерно на  $60^{\circ}\text{N}$  и поднимаясь на поверхность на  $25^{\circ}\text{N}$ . И этот процесс происходит приблизительно с периодом 60 лет. Можно предположить, что благодаря этому наблюдаются тёплые и холодные фазы индекса АМО. По-видимому, такая структура изменчивости связана с характером формирования термохалинной циркуляции в СА и требует своего дальнейшего исследования.

Обнаруженный в настоящей работе процесс формирования зонально-осредненных детрендированных аномалий температуры и солёности в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО косвенно подтверждает положение о том, что одним из возможных механизмов поддержания АМО является сдвиг фаз между долгопериодными изменениями потоков тепла на границе раздела океан-атмосфера в высоких широтах СА и величинами меридиональных переносов тепла в Субтропической Атлантике, определяемый временем адвекции термохалинных аномалий из Тропической Атлантики в субарктические широты [Knight et al., 2005; Polonsky, 1998; Polonskii, 2008; Voskresenskaya and Polonskii, 2004; Williams et al., 2014; Wang et al., 2010a]. Следует отметить, что этот процесс до конца не изучен. Поэтому в дальнейшем для более глубокого исследования предполагается привлечь данные океанских реанализов и климатические расчеты циркуляции океана с помощью российской модели INMOM.

### **3 Глава. Изменчивость термохалинной циркуляции Северной Атлантики в различные фазы атлантической мультидекадной осцилляции по данным океанских объективных анализов и реанализов**

#### **3.1 Океанские реанализы в исследовании Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции**

Численные модели общей циркуляции океана и отдельных морских бассейнов в настоящее время прочно утвердились как средство решения практических задач. Приложения таких моделей составляют основу современных подходов к прогнозированию состояния морской среды, к предсказанию межгодовых вариаций системы атмосфера–океан, оцениванию возможных изменений климата с помощью совместных моделей атмосферы и океана.

Получение диагностических и прогностических оценок состояния морских бассейнов в режиме, близком к реальному времени, основанное на использовании численных моделей, составляет предмет оперативной океанологии. Одним из основных компонентов морских информационно-прогностических систем, обеспечивающих решение задач оперативной океанологии, являются океанические реанализы.

Реанализ океана - это метод объединения исторических наблюдений с общей моделью океана, основанной на исторических оценках поверхностных ветров, некоторых гидрологических параметров, посредством алгоритма ассимиляции данных для реконструкции исторических изменений состояния океана.

Используя методы ассимиляции данных в сочетании с передовыми вычислительными моделями глобального океана, исследователи могут интерполировать исторические наблюдения во все точки океана. Этот процесс аналогичен созданию атмосферного реанализа и тесно связан с оценкой состояния океана.

Суть процедур усвоения данных состоит в комбинировании данных наблюдений и результатов расчетов по гидродинамической модели, которая выступает в роли пространственно-временного интерполянта для областей, слабо освещенных наблюдениями. Оба компонента реанализа – наблюдения и модель – не лишены неточностей. В конечном итоге процедура усвоения данных сводится к построению оптимальной комбинации из этих двух источников информации с учетом статистической структуры ошибок каждого из них. Получаемая при этом оценка оказывается более точной, чем оценки, извлекаемые порознь из наблюдений или из модельных расчетов. Успешность (качество результатов) всякой системы усвоения данных определяется уровнем развития всех составляющих наблюдения–модель–анализ. [Зеленько и др., 2016]

Для исследования крупномасштабных явлений, таких как изменчивость АМОЦ и др. (скорость течений, перенос водных масс) и переносов тепла от поверхности до дна в последнее время часто используются океанические реанализы. К их числу относятся реанализы GFDL, ORA, ESTOC, GECCO, ECCO, SODA и др. Они представляют собой данные, регулярно распределенные по пространству (с шагом сетки  $1/12^\circ$ – $1^\circ$ ) и времени, содержащие систематизированную, комбинированную информацию из разных источников (контактных и спутниковых наблюдений) за период 50–150 лет, обработанную различными 3D- и 4D-моделями. Однако не во всех районах земного шара океанические реанализы показывают адекватные результаты [Крашенинникова С. Б., Демидов А. Н., 2017]. Это связано с сильным сглаживанием данных по пространству, так как все реанализы имеют разный форсинг (данные о фактическом ветре NCEP, ERA40, ERAinterim и др.) и используют различные имитационные модели общей циркуляции океана (MIT, POP, HOPE, NEMO) для усвоения данных. Кроме того, у всех реанализов данные ограничиваются по глубине реанализа, то есть отсутствует «реальное дно». Поэтому, прежде чем использовать эти данные для решения гидрофизических задач, необходимо проводить сравнение данных реанализов и контактных наблюдений.

Длина рядов наблюдений, используемых в реанализах, составляет ~ 50–150 лет. Несмотря на достаточно хорошее качественное совпадение характеристик ДМП, полученных разными авторами по данным различных реанализов, количественно их оценки могут существенно отличаться друг от друга. Это связано с выбором метода усвоения экспериментальных данных, методики расчета касательных напряжений трения ветра, а также с пространственно-временной структурой и сглаживанием используемых данных наблюдений.

Основная проблема численного моделирования – недостаточное количество исходных данных измерений. Кроме того, измерения имеют неравномерное пространственно-временное распределение. Невысокая точность оценок меридиональных переносов массы и тепла, полученных по результатам диагностических моделей, может быть обусловлена низким качеством используемого поля плотности и неточным расчетом баротропных течений [Крашенинникова, 2019].

За последнее десятилетие эффективность реанализа океана улучшилась благодаря:

(а) увеличению разрешения модели [Zuo et al., 2017]; (б) улучшенная физика; (с) улучшение воздействия новых атмосферных реанализов; (d) больше и улучшенные наборы данных наблюдений с контролем качества; и (е) достижения в методах усвоения данных [Storto et al., 2019].

Уместность использования реанализа для исследований переносов особенно важна для понимания изменения климата в широком и региональном масштабе [Vidar et al., 2016]. Реанализ, проведенный до развертывания RAPID, может указывать на более длительную изменчивость, хотя изменение охвата наблюдениями за отдельными периодами может повлиять на результаты.

Преимуществом этих данных является регулярное пространственно-временное разрешение. Выделяются следующие недостатки: – непрерывные временные ряды измерений параметров скорости течений и температуры морской воды, полученные в стационарных пунктах наблюдений, не позволяют судить о пространственной структуре изучаемых явлений; – массивы спутниковых данных и атмосферных реанализов обладают широким пространственным покрытием акватории океана, но не могут быть использованы в исследовании изменчивости глубинных вод, так как содержат информацию о свойствах верхнего слоя океана; – существующие массивы данных океанических реанализов, объединяющих в себе измерения, выполнены с разной точностью и временной периодичностью, а их анализ может привести к неправильным или неточным оценкам изменчивости структуры и циркуляции вод [Ganachaud, 2003]; кроме того, в них отсутствуют данные, охватываемые наблюдениями часть слоя донных вод; – поля осредненных океанологических параметров не подходят для исследования разномасштабной изменчивости океанских процессов, так как интерполяция неоднородных данных приводит к искажению климатических сигналов; вместе с тем климатический атлас WOA за десятилетия может использоваться для этой задачи.

Качество реанализа океана зависит от точности моделей океана, продуктов воздействия и точности данных наблюдений, а именно, как данные, так и ошибки модели вносят свой вклад в неопределенность реанализа. Ошибки модели сокращаются за счет ассимиляции спутниковых и натурных данных, поэтому наличие точных наблюдений с соответствующими надежными оценками погрешности имеет важное значение.

Оценка погрешностей и неточностей реанализа океана может быть выполнена несколькими способами. Это проверка результатов реанализа на основе независимых (неассимилированных) наборов данных, обычно доступных в рамках специальных программ в региональном масштабе [Koenig et al., 2017b], данных, обработанных с задержкой по времени (например, дрефтерных течений или перекрестно откалиброванные измерения мареографов) или с использованием данных из нескольких источников для оценки сложной фронтальной динамики и использование статистических показателей оценки погрешности (систематическая ошибка, среднеквадратичная ошибка и т. д.).

Также важный результат можно получить посредством взаимного сравнения реанализов, межсистемного сопоставления оценок. Распространение различных реанализов свидетельствует об относительной точности реанализов для разных параметров океана. Этот подход был реализован сообществами CLIVAR / GSOP и GODAE, в частности, в ходе недавнего проекта ORA-IP [Balmaseda et al., 2014].

Сравнение реанализов дает подробную информацию о недостатках существующей сети наблюдений в океане. Например, Миньяк и др. (2018) показали, что АМОЦ в Южной Атлантике среди нескольких океанских реанализов сильно не согласуются друг с другом из-за несоответствий в силе потока в западноглубинном пограничном течении. Однако внутренняя круговоротная циркуляция показала гораздо большую согласованность между продуктами. Это показывает эффективность ассимиляции данных во внутренней части бассейна, но также подчеркивает сложность ограничения западных пограничных течений с помощью текущих наблюдений Арго и альтиметрии и иллюстрирует потребность в устойчивой прибрежной системе наблюдений [De Mey-Frémaux et al., 2019].

Несмотря на то, что в большинстве случаев пространственно-временные характеристики дрейфовых меридиональных переносов, полученных разными авторами, согласуются между собой, количественно их оценки могут существенно отличаться. Это в первую очередь связано с выбором методики расчета касательных напряжений трения ветра, с величиной коэффициента сопротивления, а также пространственно-временным сглаживанием используемых данных.

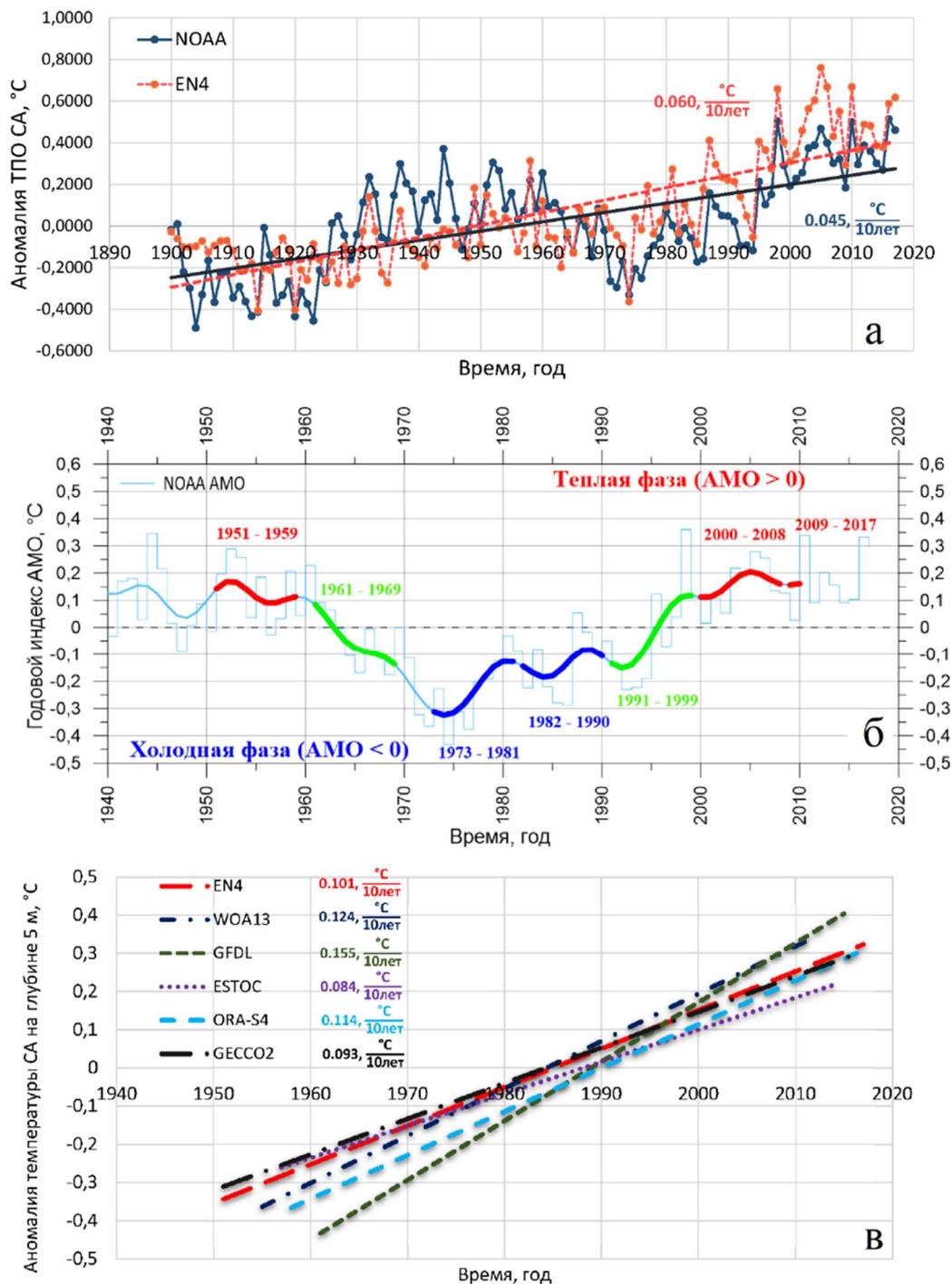
### **3.2 Временной ход индекса Атлантической мультидекадной осцилляции**

В циркуляции вод Северной Атлантики (СА) на значимом уровне выделяются естественные долгопериодные квазициклические колебания с характерными периодами 50–70 лет. Это явление получило название Атлантической мультидекадной осцилляции (АМО) [Schlesinger and Ramankutty, 1994; Kerr, 2000]. Временной ход индекса АМО определяется как временной ход осредненной по акватории СА от экватора до 70° с.ш. аномалии температуры поверхности океана (ТПО), отсчитываемой относительно климатического линейного тренда ТПО [Enfield et al., 2001]. Предполагается, что АМО отражает собственные моды климатической изменчивости в системе океан-атмосфера, а линейный тренд – климатические изменения, вызванные внешними факторами (антропогенные и природные выбросы парниковых газов, извержения вулканов, изменение солнечной активности и др.). На рис. 3.1а показано сравнение осредненных по пространству аномалий ТПО в СА рассчитанных по данным NOAA (National Oceanic & Atmospheric Administration) [Enfield et al., 2001] и EN4 [Gouretski and Reseghetti, 2010] с 1900 года. Видно, что, хотя базы данных разные, аномалии ТПО хорошо соответствуют друг другу, тренды на потепление за последние 120 лет по данным NOAA и EN4 составляют

0.045°C/10 лет и 0.060°C/10 лет, соответственно. Вычитание линейного тренда проявляет, собственно, мультидекадные и декадные колебания в виде индекса АМО, показанный на рис. 3.16 согласно данным NOAA [Enfield et al., 2001]. Анализ климатического тренда аномалий ТПО в СА также представляет научный интерес, поскольку позволяет выявлять изменения климата и их тенденции.

АМО представляет собой ярко выраженный климатический сигнал мультидекадного и декадного масштабов, проявляющийся в ряде климатических характеристик системы океан-атмосфера. Воздействие АМО может оказывать влияние на изменения температуры воздуха, осадков и стока рек в СА, Европе и Арктике [Enfield et al., 2001], на активность ураганов [Knight et al., 2006; Панин и др., 2017] в СА, а также на атмосферные переносы тепла и влаги в Атлантико-Европейском регионе [Панин и Дианский, 2014]. Однако единая точка зрения на природу формирования АМО пока еще не выработана.

В настоящее время предложено несколько возможных механизмов для объяснения естественных мультидекадных колебаний климата в Арктике и СА. В работе [Temmermann et al., 1998], авторы указывают на то, что механизм генерации мультидекадной изменчивости связан с взаимодействиями на границе океан-атмосфера и заключается в реакции атмосферы на аномалии ТПО. Одним из возможных механизмов поддержания АМО является сдвиг фаз между долгопериодными изменениями потоков тепла на границе раздела океан-атмосфера в высоких широтах СА и величинами меридиональных переносов тепла в Субтропической Атлантике, определяемый временем адвекции термохалинных аномалий из Тропической Атлантики в субарктические широты [Knight et al., 2005; Polonsky, 1998; Polonskii, 2008; Voskresenskaya and Polonskii, 2004; Williams et al., 2014; Wang et al., 2010a].



**Рис. 3.1.** (а) – Временной ход и тренды аномалий поверхностной температуры СА, осредненные от экватора до  $70^{\circ}\text{N}$  по данным NOAA [Enfield et al., 2001] (сплошная линия) и EN4 [Gouretski and Reseghetti, 2010] (пунктирная линия) с 1900 года. (б) – Ступенчатая линия - значения среднегодового индекса АМО, рассчитанного NOAA (National Oceanic & Atmospheric Administration) [Enfield et al., 2001] с 1856 года (показаны с 1940 года) и плавная кривая – результат низкочастотной фильтрации с отсечением периодов до 8 лет. (в) – Средние тренды аномалий температуры СА на глубине 5 м по данным EN4, WOA13, GFDL, GECCO2, ESTOC и ORA-S4.

В работах [Volodin et al., 2017; Volodin, 2018] на основе результатов длительных расчетов модели земной системы мультидекадные колебания связываются с колебаниями в Арктике. Альтернативная гипотеза состоит в том, что колебательный процесс поддерживается распространением волн типа Россби вдоль береговой линии [Frankcombe and Dijkstra, 2011; Volodin, 2013].

В работе [Delworth et al., 1993] предполагается, что колебания климата связаны с колебаниями интенсивности меридиональной циркуляции в СА – так называемой Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции (АМОЦ). При повышении интенсивности меридиональной циркуляции в верхних слоях СА происходит усиление переноса более теплых вод в высокие широты СА. Однако эти более теплые и, следовательно, легкие воды в высоких широтах СА замедляют меридиональную циркуляцию, что, в свою очередь, приводит к охлаждению и переходу в противоположную фазу колебаний.

Поскольку АМОЦ является отражением термохалинной циркуляции в Атлантике, то формирование индекса АМО должно быть тесно связано с термохалинным режимом СА. Уже проведенное нами изучение [Дианский и Багатинский, 2019] зонально-осредненных трендов и аномалий полей потенциальной температуры и солёности объективных анализов EN4 [Gouretski and Reseghetti, 2010] и WOA13 [Locarnini et al., 2013; Zweng et al., 2013] позволило обнаружить три интересных факта.

Первый из них состоит в том, что в верхнем 1-км слое океана, в основном, наблюдается тренд на потепление и осолонение. Ниже 1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения, что можно связать с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои. Такие структуры трендов потенциальной температуры и солёности, наиболее вероятно, являются следствием парникового эффекта, вызванного, согласно IPCC (International Panel on Climate Change, или в русской версии МГЭИК – Межправительственная группа экспертов по изменению климата), в основном антропогенным воздействием [Stocker et al., 2013; Caesar et al., 2018].

Второй факт заключается в том, что в периоды 1951-1959, 2000-2008 и 2009-2017 когда индекс АМО (рис. 3.1б) положительный, наблюдаются положительные аномалии (за вычетом трендов) потенциальной температуры и солёности в верхнем ~1-км слое СА, в то время как глубже ~1-км слоя наблюдаются значительные области отрицательных аномалий потенциальной температуры и солёности. Когда же индекс АМО отрицательный (1973-1981 и 1982-1990), то в верхнем ~1-км слое наблюдаются отрицательные температурные и солёностные аномалии, а глубже, наоборот, положительные.

Третий факт состоит в том, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО (1951-1959, 1961-1969, 1973-1981, 1982-1990, 1991-1999, 2000-2008 и 2009-2017), включающие переходные периоды от положительной к отрицательной фазе индекса АМО (1951-1959) (и наоборот (1991-1999)), положительные и отрицательные аномалии как потенциальной температуры, так и солёности распространяются с периодом около 60 лет по ходу движения вод в АМОЦ, опускаясь в глубинные слои океана примерно на  $60^{\circ}\text{N}$  и поднимаясь на поверхность на  $25^{\circ}\text{N}$ . Можно предположить, что благодаря этому наблюдаются положительные и отрицательные фазы индекса АМО. По-видимому, такая структура изменчивости связана с характером формирования термохалинной циркуляции в СА и требует своего дальнейшего исследования, используя другие базы данных объективных анализов и реанализов, а также проведения численных экспериментов с моделью общей циркуляции океана Института вычислительной математики (ИВМ) РАН – INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model) [Дианский, 2013].

В настоящей работе ставится задача изучения этих фактов с привлечением данных океанских реанализов, в которых в отличие от объективных анализов EN4 и WOA13, реконструируется общая циркуляция вод Мирового океана. При этом основная гипотеза вышеперечисленных фактов – изменение интенсивности термохалинной циркуляции.

### **3.3 Используемые данные**

Для определения и сравнения термохалинного состояния СА были выбраны глобальные поля температуры и солёности по двум объективным анализам EN4 [Gouretski and Reseghetti, 2010] и WOA13 (World Ocean Atlas 2013) [Locarnini et al., 2013; Zweng et al., 2013] и четырём реанализам GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) [Zhang et al., 2007], ESTOC (Estimated state of ocean for climate research) [Osafune et al., 2015], ORA-S4 (Ocean ReAnalysis System 4) [Balmaseda et al., 2013] и GECCO2 (German partner of the Estimating the Circulation and Climate of the Ocean 2) [Köhl, 2015]. Объективные анализы EN4 и WOA13 получены с использованием только пространственно-временной интерполяции данных наблюдений без учета динамики океана. Реанализы GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 получены путем расчетов по разным моделям общей циркуляции океана, с использованием различных методов усвоения океанографической информации из каких-либо объективных анализов и спутниковой информации. Поэтому в них представлена и циркуляция вод Мирового океана. Потоки тепла, пресной воды и импульса из атмосферы предписываются из различных источников, полученных, в свою очередь, с использованием различных атмосферных реанализов. Основным источником данных объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа GFDL служит база данных World Ocean Database (WOD13 и WOD09), которая разработана NOAA, источник реанализа ESTOC – данные

EN4, а реанализов ORA-S4 и GECCO2 более ранняя версия EN3. Описание рассматриваемых массивов данных приведено в таблице 3.1 [Горбушкин и Демидов, 2019].

Таблица 3.1. Описание океанских объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 используемых в работе.

	EN4	WOA13	GFDL	ESTOC (K7)	ORA-S4	GECCO2
Версия	4.2.0	2013 v2	1	1	4	2
Разработчик	MetOffice (UK)	NODC / NOAA (USA)	GFDL / NOAA (USA)	JAMSTEC/ RCGC (Japan)	ECMWF (Europe)	UHH (Germany)
Модель	-	-	GFDLs ECDA CM2.1	MOM3-based OGCM	NEMO V3.0	MITgcm
Период расчёта	1900- 2017	1955-2012	1961-2015	1957-2014	1958-2017	1948-2016
Шаг по времени	1 месяц	10 лет (для каждого календарно го месяца)	1 месяц	1 месяц	1 месяц	1 месяц
Пространственное разрешение	1° x 1°	0.25° x 0.25°	1° x (1°-1/3°)	1° x 1°	1° x 1°	1° x 1°
Число уровней	42	102	50	46	42	50
Нижний уровень, м	5350	5500	5316	5525	5350	5906
Основной источник исходных данных	WOD13, ASBO, GTSP, Argo	WOD13	WOD09, GTSP Argo	EN4	EN3	EN3
Атмосферное воздействие	-	-	Атмосферная компонента совместной модели	NCEP/ NCAR RA1	ERA-40, ERA- Interim	NCEP RA1
Ассимиляция ТПО и морского льда	-	-	NCEP/NCAR, NCEP/DOE, HadSST, OISST	Reynolds SST, OISST	ERA-40, NCEP OI v2, OSTIA	AMSRE SST
Процедура ассимиляции	-	-	KF. T, S	4D-VAR	3D-var	4D-VAR
Критерий определения толщины ВПС	-	-	$\Delta\rho = 0.03 \text{ кг/м}^3$	-	-	-

Примечания к таблице 3.1.: T, S — данные наблюдений по температуре, солёности и отклонениях уровенной поверхности (спутниковая альтиметрия) соответственно; 3(4)D-Var — трехмерный (четырёхмерный) вариационный анализ; KF — фильтр Калмана;  $\Delta\rho$  ( $\Delta T$ ) — увеличение плотности (уменьшение температуры) по сравнению со значениями на глубине 10 м.

Стоит отметить, что океанский реанализ GFDL получен с помощью расчетов по совместной климатической модели общей циркуляции атмосферы и океана GFDL CM2.1 (Climate Model 2.1), которая использовалась для проведения климатических расчетов для подготовки 4-го оценочного доклада IPCC/МГЭИК [Stocker et al., 2013].

Было проведено предварительное сравнение схожих реанализов ORA-S3 и ORA-S4 и в силу того, что ORA-S4 содержит больше горизонтов по глубине, имеет бóльший временной охват, выбор был остановлен на нём.

По массивам океанских данных GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 для потенциальной температуры и солёности были рассчитаны средние значения, а по данным EN4 для лета и зимы<sup>1</sup> отдельно, для каждого рассматриваемого периода (рис. 3.1б):

- трёх «теплых» периодов, когда наблюдаются значительные (по модулю больше  $0.1^{\circ}\text{C}$ ) положительные состояния индекса АМО – с 1951 по 1959 г. (кроме GFDL, ESTOC и ORA-S4), с 2000 по 2008 г. и с 2009 по 2014-2017 (в зависимости от временного охвата данных, см. таблицу 3.1);
- переходного периода от «тёплой» к «холодной» фазе – с 1961 по 1969 г.;
- двух «холодных» периодов, когда наблюдаются значительные отрицательные состояния индекса АМО – с 1973 по 1981 г. и с 1982 по 1990 г.;
- переходного периода от «холодной» к «тёплой» фазе – с 1991 по 1999 г.

Интервалы периодом примерно 10 лет выбраны для того, чтобы исключить влияние 10-летних колебаний на более долгопериодные квази-шестидесятилетние колебания.

Массив данных WOA13 содержит среднемесячные, среднесезонные и среднегодовые данные по *in situ* температуре и солёности осредненные для следующих 6 периодов: с 1955 по 1964 г., с 1965 по 1974 г., с 1975 по 1984 г., с 1985 по 1994 г., с 1995 по 2004 г., с 2005 по 2012 г. Для анализа были использованы средние состояния для лета и зимы для каждого периода. По *in situ* температуре данных WOA13 была рассчитана потенциальная температура с помощью методики TEOS-10 [McDougall and Barker, 2011].

На рис. 3.1в показаны средние (от экватора до  $70^{\circ}\text{N}$ ) тренды аномалий приповерхностной температуры СА по данным EN4, WOA13, GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 с 1951 по 2017 г. и в зависимости от временного охвата данных (см. таблицу 3.1). Средняя приповерхностная температура на глубине 5 м имеет положительный тренд по всем массивам данных. Объективный анализ EN4 и реанализ GECCO2 имеют одинаковый временной охват и их тренды приповерхностной температуры близки и равны  $0.101^{\circ}\text{C}/10$  лет и  $0.093^{\circ}\text{C}/10$  лет, соответственно. Тренд приповерхностной температуры по данным объективного анализа

---

<sup>1</sup>Заметим, что для океана даты начала и окончания зимнего (январь, февраль и март) и летнего (июль, август и сентябрь) периодов принято сдвигать на 1 месяц вперед от календарных дат.

WOA13 выше и составляет  $0.124\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет, так как этот массив имеет более короткую продолжительность, чем объективный анализ EN4 и вклад периода наиболее интенсивного потепления с конца 1970-х по начало 2000-х гг. сказывается в нем сильнее. Временной охват данных ESTOC, ORA-S4 и GFDL практически одинаковый, но при этом они показывают различные тренды приповерхностной температуры равные  $0.084\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет,  $0.114\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет и  $0.155\text{ }^{\circ}\text{C}/10$  лет. У всех данных тренды выше, чем показанные на рис. 3.1а, т.к. в последние десятилетия климатические изменения заметно выше [Stocker et al., 2013].

### 3.4 Оценка климатических трендов термохалинной циркуляции в Северной Атлантике

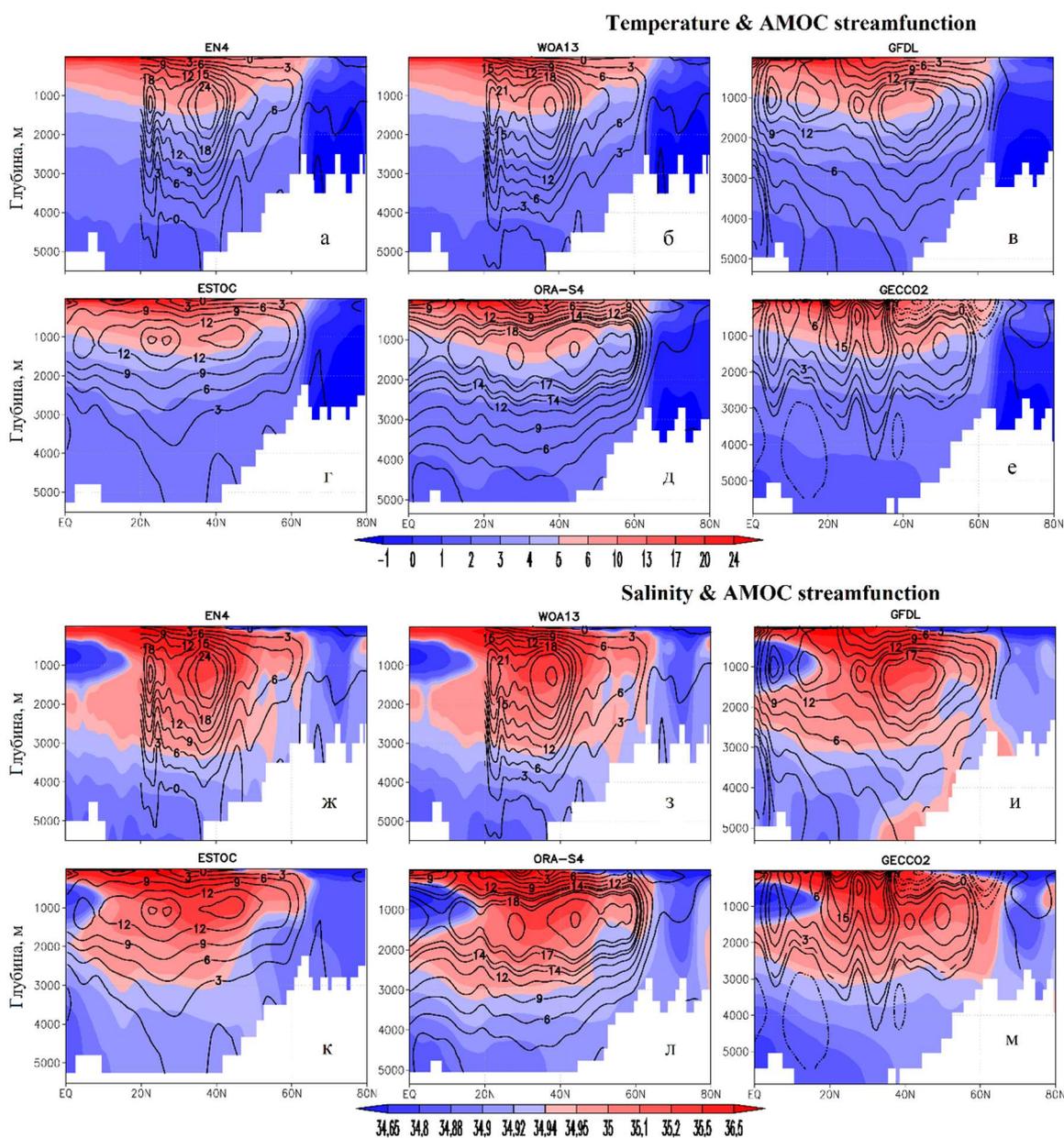
Для того, чтобы выяснить как изменчивость в термохалинном состоянии в Северной Атлантике сопровождается изменчивостью в ее термохалинной циркуляции была рассчитана функция тока АМОЦ для каждого из массивов используемых данных. В целом функция тока АМОЦ является характеристикой термохалинной циркуляции океана в СА, когда в верхнем  $\sim 1$ -км слое воды медленно переносятся на север, отдавая накопленное тепло в атмосферу в средних и высоких широтах и, вследствие этого охлаждаются и опускаются (опрокидываются), возвращаясь в глубинных слоях на юг. Именно АМОЦ и определяет меридиональный перенос тепла на север водами СА. Таким образом движение вод в АМОЦ можно косвенно связать с Атлантическим сектором океанского конвейера Брокера-Лаппо [Лаппо, 1984; Broecker, 1991].

Для океанских реанализов структура функции тока АМОЦ рассчитывалась по меридиональной составляющей скорости из баз данных рассматриваемых реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 по стандартной методике, описанной, например, в [Дианский, 2013; Stepanov et al., 2016].

Для восстановления динамики океана и расчета функции тока АМОЦ по данным о температуре и солёности объективных анализов EN4 и WOA13 (для каждого отдельно) была использована описанная выше модель INMOM (см. раздел 1.1) [Дианский, 2013]. Эта модель была реализована для акватории СА от  $100^{\circ}\text{W}$  до  $15^{\circ}\text{E}$  и от экватора до  $80^{\circ}\text{N}$  с пространственным разрешением  $0.5^{\circ}$  по долготе и широте. Для этого были подготовлены данные о батиметрии дна по массиву ETOPO5. Состояния по потенциальной температуре и солёности для этой модели задавались из EN4 и WOA13 для лета и зимы отдельно для каждого периода индекса АМО. Последнее связано с тем, что невозможно корректно восстановить среднегодовую циркуляцию океана по его среднегодовому термохалинному состоянию. Атмосферное воздействие рассчитывалось по приповерхностным атмосферным характеристикам из базы данных CORE (Coordinated Ocean-ice Reference Experiments) версии 2, специально предназначенного для автономных расчетов моделей общей циркуляции океана [Griffies et al., 2012; Danabasoglu et al., 2014]. Расчет циркуляции СА проводился по методу диагноза-адаптации, предложенным

академиком А.С. Саркисяном с соавторами [Демин и др., 1991]. При таком подходе роль модели вторична, поскольку она, главным образом, используется только для восстановления квази-геострофической циркуляции океана по оценке его термохалинного состояния по данным наблюдений, а также устранения на этапе адаптации заведомых ошибок в 3D полях потенциальной температуры и солёности. При таком подходе динамика океана, восстановленная по методу диагноза-адаптации, определяется, в первую очередь, используемыми данными наблюдений. Расчёты показали, что модель INMOM по предложенному сценарию диагноз-адаптация адекватно воспроизводит среднеклиматическую наблюдаемую структуру основных гидрофизических полей в средних и высоких широтах. Расчёты по INMOM проводились на вычислительных ресурсах центра коллективного пользования на суперкомпьютере «Ломоносов» (<https://www.msu.ru/lomonosov/science/computer.html/>), принадлежащему МГУ имени М.В. Ломоносова и суперкомпьютере «МВС-100К», принадлежащему МСЦ РАН (<http://www.jssc.ru/>).

Функция тока АМОЦ определялась по рассчитанной с помощью INMOM меридиональной скорости, по той же методике [Дианский, 2013; Stepanov et al., 2016]. Следует отметить, что восстановленные для объективных анализов EN4 и WOA13 функции тока АМОЦ показаны на рис. 3.2а, б только начиная от 20°N, так как метод диагноза-адаптации в используемой реализации INMOM работает недостаточно корректно в приэкваториальной области. Это происходит, во-первых, из-за влияния граничных условий, выбранных на экваторе, а, во-вторых, из-за особенностей океанической циркуляции, приводящей здесь к дополнительному шуму в динамике океана, за счет возбуждения экваториальных волн Россби и Кельвина. Поэтому в низких широтах продолжительность расчетов по методу диагноза-адаптации должна быть больше, чем в средних и высоких широтах. Но так как нас интересовала функция тока АМОЦ в средних широтах, то нам было достаточно и 75 суток расчетов (30 суток диагноза и 45 суток адаптации).



**Рис. 3.2.** Рассчитанные функции тока АМОЦ (показаны изолиниями в Св) по данным объективных анализов EN4 (а, ж), WOA13 (б, з) и реанализам GFDL (в, и), ESTOC (г, к), ORA-S4 (д, л) и GECCO2 (е, м) на фоне своих зонально-осредненных потенциальных температур (а, б, в, г, д, е), показаны цветом в °С и соленостей (ж, з, и, к, л, м, н), показаны цветом в ПЕС (практические единицы солености).

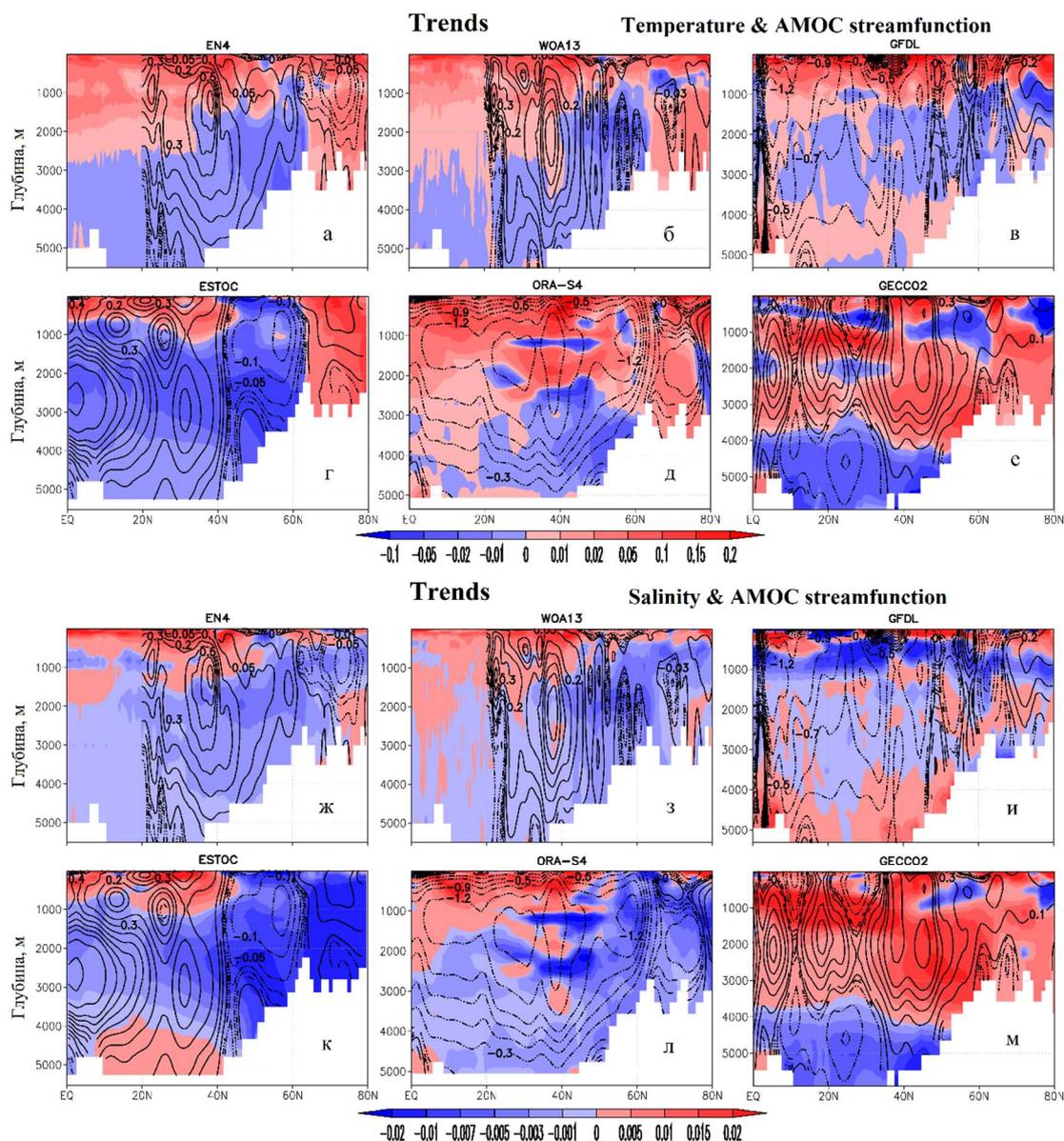
Стоит отметить, что при анализе изменений характеристик термохалинной циркуляции по данным объективных анализов EN4 и WOA13 использовались не исходные данные, а прошедшие процедуру адаптации в модели INMOM на её модельной сетке с разрешением  $0.5^\circ$  по долготе и широте, а не исходные данные (таблица 3.1).

За исключением реанализа GECCO2, все рассчитанные функции тока АМОЦ в целом согласуются с климатическими расчетами [Danabasoglu et al., 2014; Гусев и Дианский, 2014] и

между собой (рис. 3.2). Функция тока АМОЦ восстановленная с помощью модели INMOM по данным объективного анализа EN4 (рис. 3.2а, ж) хорошо согласуется с функцией тока АМОЦ, рассчитанной по данным реанализа GFDL (рис. 3.2в, и) с коэффициентом корреляции равным 0.84. Более того, рассчитанные по данным океанских объективных анализов и реанализов функции тока АМОЦ можно разделить на две группы: (EN4, WOA13, GFDL), где наблюдается ядро на  $\sim 40^{\circ}\text{N}$  и (ESTOC, ORA-S4, GECCO2) – ядро немного сдвинуто к северу от  $40^{\circ}\text{N}$ .

Если в целом рассчитанные нами функции тока АМОЦ по различным данным похожи друг на друга, то наши расчеты высветили проблему того, что в своих трендах и разностях композитов аномалий (см. следующий раздел отчета) функции тока АМОЦ реанализов сильно отличаются как между собой, так и от данных объективных анализов EN4, WOA13. Причем основная проблема заключается в том, какого знака эти климатические тренды и разности композитов аномалий функции тока АМОЦ.

На рис. 3.3 изолиниями показаны линейные тренды функции тока АМОЦ по данным объективных анализов и реанализов на фоне своих зонально-осредненных линейных трендов потенциальной температуры и солёности (показаны цветом) в координатах широта-глубина.



**Рис. 3.3.** Линейные тренды функции тока АМОЦ (показаны изолиниями в Св/10лет) по данным объективных анализов EN4 (а, ж), WOA13 (б, з) и реанализам GFDL (в, и), ESTOC (г, к), ORA-S4 (д, л) и GECCO2 (е, м) на фоне своих зонально-осредненных линейных трендов потенциальной температуры (а, б, в, г, д, е), показаны цветом в °С/10лет и солёности (ж, з, и, к, л, м, н), показаны цветом в ПЕС/10лет.

Стоит отметить, что линейные тренды и аномалии (за вычетом трендов) потенциальной температуры и солёности рассчитывались в каждой точке сетки рассматриваемых данных, а затем зонально осреднялись.

Зонально-осредненные тренды потенциальной температуры (рис. 3.3, показаны цветом) SA, построенные по данным объективных анализов EN4 (рис. 3.3а), WOA13 (рис. 3.3б) и реанализа GFDL (рис. 3.3в), показывают, что в верхнем ~1-км слое, в основном, наблюдается потепление,

а ниже этого слоя наблюдаются значительные области похолодания. По нашему мнению, эти массивы данных показывают наиболее объективную картину трендов. Области похолодания и распреснения в глубинных слоях можно связать с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои.

Для реанализа ESTOC (рис. 3.3г) область потепления наблюдается в верхнем ~1-км слое от экватора до 40°N, а затем область похолодания до 60°N и далее снова область потепления по всей глубине до 80°N. В реанализе ORA-S4 (рис. 3.3д) в верхнем ~2.5-км слое наблюдается потепление, а глубже также есть области похолодания. По данным реанализа GECCO2 (рис. 3.3е) в верхнем ~4-км слое наблюдаются области и потепления и похолодания, ниже ~4-км слоя только области похолодания.

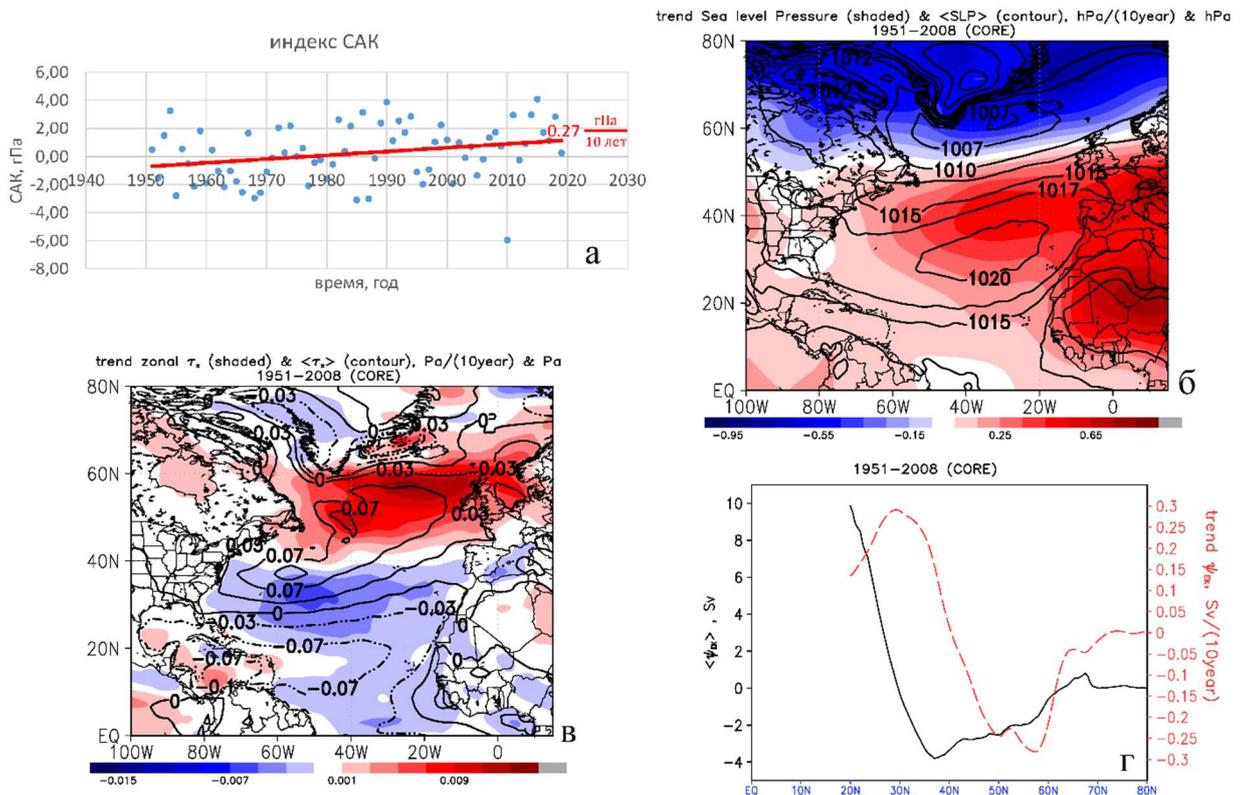
Зонально-осредненные тренды солености (рис. 3.3, показаны цветом) SA показали осолонение в верхнем ~1-км слое от экватора до ~40-50°N и, в основном, распреснение от ~50°N до 80°N по данным объективных анализов EN4 (рис. 3.3ж) и WOA13 (рис. 3.3з), а также реанализов ESTOC (рис. 3.3к) и ORA-S4 (рис. 3.3л), в то время как глубже ~1-км слоя наблюдаются, в основном, области распреснения. По данным реанализа GFDL (рис. 3.3и) по всей глубине наблюдаются и области распреснения и осолонения. В реанализе GECCO2 (рис. 3.3м) в верхнем ~4-км слое осолонение, а ниже распреснение.

В своих трендах функции тока АМОЦ (рис. 3.3, показаны изолиниями) реанализов и объективных анализов EN4 и WOA13 показывают неоднозначную структуру. Так данные объективных анализов (данные наблюдений) EN4 (рис. 3.3а, ж) и WOA13 (рис. 3.3б, з) и реанализа GECCO2 (рис. 3.3е, м) демонстрируют в основном положительные тренды функции тока АМОЦ, что говорит о ее интенсификации.

Данные реанализа ESTOC (рис. 3.3г, к) показывают положительные тренды функции тока АМОЦ от экватора до 40°N и отрицательные от 40°N до 60°N. Но тренды по данным GFDL (рис. 3.3в, и) и ORA-S4 (рис. 3.3д, л) показывают главным образом отрицательные значения, что сигнализирует об ослаблении АМОЦ при наблюдаемых климатических изменениях, что согласуется с климатическими расчетами и оценками по данным наблюдений IPCC [Stocker et al., 2013], где с помощью модели GFDL показано, что, если наблюдается тренд температуры на потепление, то АМОЦ ослабляется.

Таким образом по данным объективных анализов (наблюдений) EN4 и WOA13, а также по реанализам GECCO2 и ESTOC – тренды функции тока АМОЦ в основном положительные, а по реанализам GFDL и ORA-S4 – тренды функции тока АМОЦ отрицательные. Это противоречие должно быть исследовано в будущем, так как тренды функции тока АМОЦ во многом определяют глобальные климатические изменения.

Анализ временного хода среднегодового индекса Северо-Атлантического колебания (САК) [Hurrell, 2020] показал, что за последние 70 лет наблюдается тренд на увеличение индекса САК (рис. 3.4а), что также подтверждается положительными трендами давления на уровне моря от экватора до  $\sim 50^\circ\text{N}$  и отрицательными от  $\sim 50^\circ\text{N}$  до  $80^\circ\text{N}$  (рис. 3.4б), рассчитанными по данным CORE [Danabasoglu et al., 2014].



**Рис. 3.4.** (а) – Значения среднегодового индекса САК, рассчитанные в NCAR (National Center for Atmospheric Research; [Hurrell, 2020]), гПа. (б) – Среднее давление на уровне моря (показано изолиниями в гПа) за 1951-2008 гг., рассчитанное по данным CORE [Danabasoglu et al., 2014] на фоне своих линейных трендов (показаны цветом в гПа/10лет). (в) – Средняя зональная компонента напряжения трения ветра  $\tau_x$  (показана изолиниями в Па) за 1951-2008 гг., рассчитанная по данным CORE на фоне своих линейных трендов (показаны цветом в Па/10лет). (г) Черная сплошная линия - Средняя за 1951-2008 гг. зонально осредненная Экмановская составляющая функции тока АМОЦ в Св [Stepanov et al., 2016], рассчитанная по данным CORE. Красная пунктирная линия – Тренд Экмановской составляющей функции тока АМОЦ в Св/10лет.

Можно предположить, что тренды на усиление меридиональной функции тока АМОЦ восстановленной по данным EN4 и WOA13 с помощью модели INMOM обусловлены трендами на уменьшение зональной компоненты напряжения трения ветра (рис. 3.4в) в области от экватора

до  $40^{\circ}\text{N}$  и, следовательно, трендами на увеличение от экватора до  $40^{\circ}\text{N}$  Экмановской составляющей функции тока АМОЦ (рис. 3.4г (красная линия)), что и способствует увеличению ядра меридиональной функции тока АМОЦ (рис. 3.4а,б).

### **3.5 Композитный анализ характеристик термохалинной циркуляции в Северной Атлантике**

В данной работе применялся композитный анализ [Дианский и Багатинский, 2019; Diansky and Sukhonos, 2018], который основан на расчете разности композитов – осредненных за определенные периоды аномальных состояний. Разность композитов аномалий какой-либо характеристики отражает сигнал естественных мультидекадных колебаний, показывая картину изменений в теплой фазе по отношению к холодной.

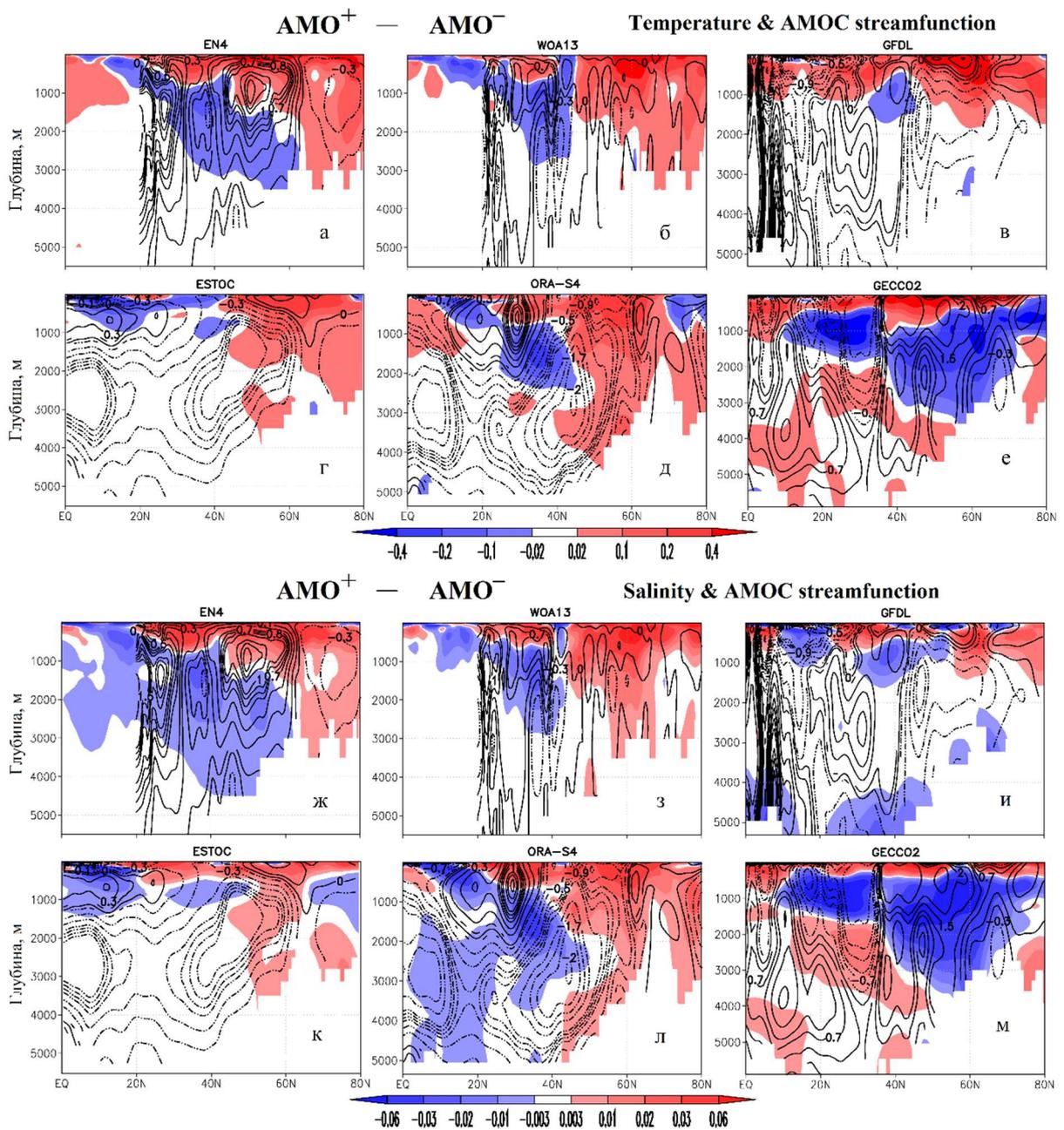
Зонально-осредненные разности композитов аномалий потенциальной температуры и солёности (рис. 3.5, показаны цветом) для объективных анализов EN4 (рис. 3.5а, ж) и WOA13 (рис. 3.5б, з) и реанализа ORA-S4 (рис. 3.5д, л) показали важную особенность структуры пространственной термохалинной изменчивости. Было установлено, что в тёплые периоды индекса АМО по сравнению с холодными в верхнем  $\sim 1$ -км слое СА в основном наблюдаются потепление и осолонение, кроме широт от  $10^{\circ}\text{N}$  до  $20^{\circ}\text{N}$ . Ниже  $\sim 1$ -км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения от экватора до  $50$ - $60^{\circ}\text{N}$ . Для реанализа GFDL разности композитов аномалий потенциальной температуры (рис. 3.5в) также показывают потепление в верхнем  $\sim 1$ -км слое, и небольшое похолодание глубже, при этом зонально-осредненные разности композитов солёности (рис. 3.5и) в верхнем  $\sim 1$ -км слое показывают области и осолонения и распреснения. В реанализе ESTOC в верхнем  $\sim 1$ -км слое от экватора до  $40^{\circ}\text{N}$  наблюдается похолодание и далее до  $80^{\circ}\text{N}$  потепление (рис. 3.5г), и от экватора до  $20^{\circ}\text{N}$  распреснение и далее до  $80^{\circ}\text{N}$  в основном осолонение (рис. 3.5к). Зонально-осредненные разности композитов потенциальной температуры и солёности по данным реанализа GECCO2 (рис. 3.5е, м) показывают потепление и осолонение в верхнем  $\sim 0.5$ -км слое, в слое от  $\sim 0.5$ -км до  $\sim 2$ -км – похолодание и распреснение и глубже  $\sim 2$ -км от экватора до  $40^{\circ}\text{N}$  снова наблюдается потепление и осолонение и от  $40^{\circ}\text{N}$  до  $80^{\circ}\text{N}$  – в основном, похолодание и распреснение.

Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ (рис. 3.5, показаны изолиниями) показали, что по данным EN4 (рис. 3.5а, ж), WOA13 (рис. 3.5б, з) и GECCO2 (рис. 3.5е, м) наблюдается в основном усиление АМОЦ в теплую фазу индекса АМО по отношению к холодной, а по данным ESTOC (рис. 3.5г, к) и ORA-S4 (рис. 3.5д, л) в основном ослабление АМОЦ, в то время как данные реанализа GFDL (рис. 3.5в, и) показывают смешанную структуру. Причем по данным ESTOC от экватора до  $25^{\circ}\text{N}$  и по данным ORA-S4 от  $10^{\circ}\text{N}$  до  $30^{\circ}\text{N}$  наблюдаются также и области положительных значений разностей композитов аномалий

функции тока АМОЦ, а по данным GECCO2 от 10°N до 35°N наблюдается область отрицательных значений.

Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ по данным объективного анализа EN4 (рис. 3.5а, ж) согласуются с реанализом GFDL (рис. 3.5в, и) от 20°N до 40°N (в области ядра функции тока АМОЦ на 25°N (рис. 3.2а,в)), где наблюдаются положительные значения разностей композитов аномалий функции тока АМОЦ и стоит отметить, что между этими широтами находится максимум меридионального переноса тепла на север [Дианский, 2013].

Как и для данных объективных анализов EN4 и WOA13 для реанализа ORA-S4 и в меньшей степени для остальных реанализов GFDL, ESTOC и GECCO2 было обнаружено, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО положительные и отрицательные температурные (и соленостные) аномалии распространяются по ходу движения вод в АМОЦ с периодом около 60 лет, опускаясь в глубинные слои океана примерно на 60°N и поднимаясь на поверхность на 25°N. Можно сделать вывод, что этот механизм вносит существенный вклад при формировании фазы индекса АМО.



**Рис. 3.5.** Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ (показаны изолиниями в Св) по данным объективных анализов EN4 (а, ж), WOA13 (б, з) и реанализам GFDL (в, и), ESTOC (г, к), ORA-S4 (д, л) и GECCO2 (е, м) на фоне своих зонально-осредненных разностей композитов аномалий потенциальной температуры (а, б, в, г, д, е), показаны цветом в °С и солёности (ж, з, и, к, л, м, н), показаны цветом в ПЕС.

### 3.6 Заключение

Атлантический океан является важным звеном климатической системы Земли. Имеются основания полагать, что мультидекадные изменения климата во многом порождаются долгопериодными изменениями в термохалинной циркуляции СА, природа которых до сих пор

до конца не изучена. Эти мультидекадные (главным образом квази-шестидесятилетние) колебания климата хорошо проявляются в индексе АМО [Schlesinger and Ramankutty, 1994; Kerr, 2000; Enfield et al., 2001] на фоне которых развиваются и декадные осцилляции.

Для объективного изучения состояния вод и термохалинной циркуляции СА в различные фазы индекса АМО по данным о потенциальной температуре и солёности океана были рассчитаны средние климатические состояния для различных периодов индекса АМО по двум объективным анализам EN4 [Gouretski and Reseghetti, 2010] и WOA13 [Locarnini et al., 2013; Zweng et al., 2013] и четырем океанским реанализам GFDL [Zhang et al., 2007], ESTOC [Osafune et al., 2015], ORA-S4 [Balmaseda et al., 2013] и GECCO2 [Köhl, 2015].

Исследование зонально-осредненных трендов потенциальной температуры и солёности СА объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 показало, что по данным объективных анализов EN4 и WOA13 в верхнем ~1-км слое, в основном, наблюдается тренд на потепление и осолонение. Ниже этого слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения. При этом зонально-осредненные тренды потенциальной температуры согласуются по данным объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL и, в меньшей степени, ESTOC. А зонально-осредненные тренды солёности согласуются по данным объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов ORA-S4 и ESTOC.

Также для анализа данных использовался композитный анализ, основанный на расчете усредненной разности состояний (композитов) для теплых и холодных периодов за вычетом линейного тренда [Дианский и Багатинский, 2019; Diansky and Sukhonos, 2018]. Таким образом, разность композитов аномалий какой-либо характеристики отражает сигнал естественных мультидекадных колебаний, показывая картину изменений в теплой фазе по отношению к холодной.

Зонально-осредненные разности композитов аномалий потенциальной температуры и солёности показали, что для объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа ORA-S4 в тёплые периоды индекса АМО по сравнению с холодными в верхнем ~1-км слое СА в основном наблюдаются потепление и осолонение. Ниже 1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения. По данным реанализа GFDL такая структура наблюдается в меньшей степени, а по данным ESTOC практически не наблюдается. По данным GECCO2 верхний слой осолонения меньшей глубины, чем слой потепления, а в глубинных слоях кроме охлаждения и распреснения наблюдаются области потепления и осолонения.

Для того чтобы выяснить как изменчивость в термохалинном состоянии в СА сопровождается изменчивостью в ее термохалинной циркуляции, по меридиональной составляющей скорости течений реанализов и меридиональной составляющей скорости течений восстановленной по методу диагноза-адаптации [Демин и др., 1991] с помощью модели INMOM

по данным объективных анализов, были рассчитаны функции тока АМОЦ. АМОЦ, определяя меридиональный поток тепла в СА, имеет важное значение для формирования климата Земли и его изменений. Она отражает термохалинную циркуляцию в СА, показывая ее интенсивность и пространственно-временные особенности изменчивости состояния вод и их циркуляции.

В целом рассчитанные по данным океанских объективных анализов и реанализов средние функции тока АМОЦ, отражающие термохалинную циркуляцию в СА, похожи друг на друга. Тем не менее необходимо отметить, что функции тока АМОЦ по данным объективных анализов EN4 и WOA13 более схожи с функцией тока АМОЦ, рассчитанной по данным GFDL, чем по остальным реанализам и по своей пространственной структуре рассчитанные функции тока АМОЦ можно разделить на две группы: (EN4, WOA13, GFDL) и (ESTOC, ORA-S4, GECCO2).

Ещё большее рассогласование имеется для трендов функции тока АМОЦ из реанализов, которые сильно отличаются как между собой, так и от данных объективных анализов EN4, WOA13. Причем основная проблема заключается в том, какого знака эти тренды. Так данные объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов ESTOC и GECCO2 демонстрируют в основном положительные тренды функции тока АМОЦ, что говорит о ее интенсификации. Но тренды по данным реанализов GFDL и ORA-S4 показывают главным образом отрицательные значения, что сигнализирует об ослаблении АМОЦ при наблюдаемых климатических изменениях. Это противоречие должно быть исследовано в будущем, т.к. тренды функции тока АМОЦ во многом определяют глобальные климатические изменения.

Можно предположить, что тренды на усиление меридиональной функции тока АМОЦ восстановленной по данным EN4 и WOA13 с помощью модели INMOM обусловлены трендами на увеличение меридиональной компоненты Экмановского переноса от экватора до  $40^{\circ}\text{N}$ , что и способствует увеличению ядра меридиональной функции тока АМОЦ.

Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ показали, что по данным EN4, WOA13 и GECCO2 наблюдается в основном усиление АМОЦ в теплую фазу индекса АМО по отношению к холодной, а по данным ESTOC и ORA-S4 в основном ослабление функции АМОЦ, в то время как данные реанализа GFDL показывают смешанную структуру. Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ по данным объективного анализа EN4 согласуются с реанализом GFDL в области ядра функции тока АМОЦ на  $\sim 25^{\circ}\text{N}$ , где наблюдаются положительные значения разностей композитов аномалий функции тока АМОЦ и стоит отметить, что между этими широтами находится максимум меридионального переноса тепла на север водами СА [Дианский, 2013].

Также было обнаружено, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО положительные и отрицательные температурные (и соленостные) аномалии циркулируют с периодом около 60 лет по ходу движения вод в АМОЦ. Это явление лучше всего наблюдается по

данным объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа ORA-S4 и в меньшей степени по остальным реанализам. Можно сделать вывод, что этот механизм вносит существенный вклад при формировании фаз индекса АМО.

Обнаруженные в океанских объективных анализах и реанализах значительные различия в зонально-осреднённых характеристиках и их изменениях для потенциальной температуры, солёности и функции тока АМОЦ свидетельствуют, что реконструкция океанических полей с помощью синтеза данных наблюдений и моделирования еще далека от завершения.

## Выводы

Анализ зонально-осредненных полей температуры, солёности и функции тока АМОЦ объективных анализов EN4 и WOA2013 позволил обнаружить интересные факты, которые также прослеживаются по океанским реанализам GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2, но в меньшей степени:

- В верхнем ~1-км слое, в основном, наблюдается климатический тренд на потепление и осолонение. Ниже ~1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения (в реанализах ORA-S4 и GECCO2 эти области захватывают более глубокие слои океана до 3 км), что связывается с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои.
- В тёплые периоды индекса АМО по сравнению с холодными в верхнем ~1 км слое Северной Атлантики в основном наблюдаются потепление и осолонение. Ниже этого слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения, причем в реанализах GFDL и ESTOC эти области меньше, чем для данных EN4, WOA13, ORAS4 и GECCO2.
- В чередующиеся последовательные периоды индекса АМО положительные и отрицательные температурные (и солёностные) аномалии распространяются с периодом около 60 лет по ходу движения вод в АМОЦ, опускаясь в глубинные слои океана примерно на 60°N и частично поднимаясь на поверхность на 25°N и в области экватора. По-видимому, этот механизм вносит существенный вклад при формировании фаз индекса АМО.
- Обнаружено рассогласование для трендов и разностей композитов функции тока АМОЦ из реанализов, которые сильно отличаются как между собой, так и от данных объективных анализов EN4, WOA13. Причем основная проблема заключается в том, какого знака эти тренды. Так данные объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов ESTOC и GECCO2 демонстрируют в основном положительные тренды функции тока АМОЦ, что говорит о ее интенсификации. Но тренды по данным реанализов GFDL и ORA-S4 показывают главным образом отрицательные значения, что сигнализирует об ослаблении АМОЦ при наблюдаемых климатических изменениях. Это противоречие должно быть исследовано в будущем, т.к. тренды функции тока АМОЦ во многом определяют глобальные климатические изменения.

## Приложения

### А. Описание модели гидротермодинамики моря INMOM

Под понятием модель мы будем подразумевать, как это делается в международной литературе, сложный комплекс, включающий уравнения гидротермодинамики океана, методику их решения и вычислительную систему, представляющую собой совокупность большого количества программ, предназначенных как собственно для решения системы базовых уравнений, так и служебных программ, необходимых для организации интегрирования этих уравнений, задания параметров области, начальных и граничных условий, а также для вывода информации, визуализации и обработки результатов расчета циркуляции океана.

В данном разделе описаны основные принципы построения  $\sigma$ -модели общей циркуляции океана и ее модификаций – INMOM (Institute of Numerical Mathematic Ocean Model). Последние годы сопровождались интенсивным развитием модели. В частности, модель использовалась для расчета циркуляции в отдельных океанах с вихредопускающим и вихреразрешающим [Дианский и др., 2006] высокими пространственными разрешениями.

Опишем общую структуру алгоритма решения задач динамики океана, формируемую в результате использования метода многокомпонентного расщепления, на котором основана иерархическая структура модели. Метод включает расщепление по физическим процессам и геометрическим координатам [Marchuk et al., 2005]. Программной реализации модели присущ модульный принцип: отдельный этап расщепления представляется отдельным программным модулем. В результате расщепления сложная система уравнений динамики океана разбивается на ряд отдельных подсистем – модулей более простой структуры.

#### *А.1 Теоретическое описание численной модели морской гидротермодинамики INMOM*

##### **А.1.1 Уравнения модели общей циркуляции океана**

Рассматриваемая модель относится к классу  $\sigma$ -моделей океана. В ней в качестве вертикальной переменной используется безразмерная переменная  $\sigma \in [0, 1]$ , задаваемая, в случае условия свободной поверхности соотношением

$$\sigma = \frac{z-\zeta}{H-\zeta} \quad (1.1)$$

где  $z$  – физическая вертикальная координата по глубине,  $H$  – глубина океана в состоянии покоя, полагающаяся ограниченной функцией с ограниченными производными,  $\zeta$  – отклонение уровня океана от его невозмущенного состояния. Эта модель может служить составной частью

модели климатической системы [Дианский, 2013]. На рис. А.1 схематически изображено распределение  $\sigma$ -уровней по глубине.

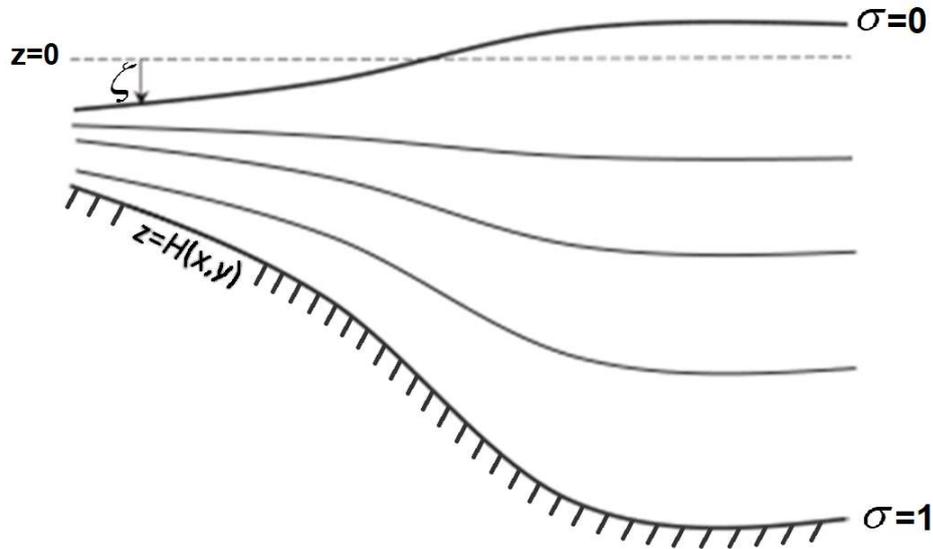


Рис. А.1. Схематическое распределение  $\sigma$ -уровней по глубине океана.

Приведем формулировку задачи моделирования циркуляции океана в обобщенной системе координат [Дианский, 2013]. Переход от декартовой системы координат к обобщенной задается прямым и обратным дифференциалами преобразования:

$$DY/DX = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial X_1} & \frac{\partial x}{\partial X_2} & \frac{\partial x}{\partial X_3} \\ \frac{\partial y}{\partial X_1} & \frac{\partial y}{\partial X_2} & \frac{\partial y}{\partial X_3} \\ \frac{\partial z}{\partial X_1} & \frac{\partial z}{\partial X_2} & \frac{\partial z}{\partial X_3} \end{pmatrix}, DX/DY = \begin{pmatrix} \frac{\partial X_1}{\partial x} & \frac{\partial X_1}{\partial y} & \frac{\partial X_1}{\partial z} \\ \frac{\partial X_2}{\partial x} & \frac{\partial X_2}{\partial y} & \frac{\partial X_2}{\partial z} \\ \frac{\partial X_3}{\partial x} & \frac{\partial X_3}{\partial y} & \frac{\partial X_3}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

где  $\mathbf{X} = (X_1, X_2, X_3)$  – декартовы координаты с единичной матрицей метрики  $G^{(\mathbf{X})} = \text{diag}(1,1,1)$ , а  $\mathbf{Y} = (x, y, z)$  – произвольные обобщенные координаты. При этом в каждой точке пространства можно построить систему локальных базисных векторов  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) = \left(\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x}, \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial y}, \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial z}\right)$ , направленных вдоль соответствующих обобщенных координат. Если  $(DX/DY)^T(DX/DY)$  – диагональная матрица, то локальная система базисных векторов  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$  является ортогональной. Тогда система координат  $\mathbf{Y} = (x, y, z)$  называется ортогональной, и матрица метрики для нее имеет вид:

$$G^{(\mathbf{Y})} = (DX/DY)^T G^{(\mathbf{X})} (DX/DY) = \text{diag}(r_1^2, r_2^2, r_3^2), \quad (1.3)$$

а метрические коэффициенты  $r_i$ , могут быть вычислены по формуле:

$$r_i = \left| \left( \frac{\partial X_1}{\partial i}, \frac{\partial X_2}{\partial i}, \frac{\partial X_3}{\partial i} \right) \right|, \quad i = x, y, z. \quad (1.4)$$

В основе модели океана лежит так называемая система примитивных уравнений в приближениях гидростатики и Буссинеска, записанная в обобщенных ортогональных координатах по горизонтали и в  $\sigma$ -системе координат по вертикали. Уравнения выводятся с использованием преобразования вертикальной координаты (1.1) с использованием вспомогательных переменных  $Z = \sigma h + \zeta$ ,  $h = H - \zeta = Z_{\sigma}$ . Если обоснованно положить, что  $\zeta < H$ , то необходимо оставить переменные по времени  $h$  и  $Z$  только в производных по времени, а в некоторых пространственных производных положить  $h \approx H$  и  $Z \approx \sigma H$ . Такая система, в которой используется линеаризация, имеет вид:

$$D_t u - (l + \xi)vH = -\frac{H}{r_x} \left( \frac{1}{\rho_0} P_x + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{v}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + Fu, \quad (1.5)$$

$$D_t v + (l + \xi)uH = -\frac{H}{r_y} \left( \frac{1}{\rho_0} P_y + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{v}{H} \frac{\partial v}{\partial \sigma} + Fv, \quad (1.6)$$

$$\frac{1}{r_x r_y} \left( \frac{\partial u H r_y}{\partial x} + \frac{\partial v H r_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \quad (1.7)$$

$$D_t \theta = \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{v_{\theta}}{H} \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} + D\theta + \frac{\partial R}{\partial \sigma}, \quad (1.8)$$

$$D_t S = \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{v_S}{H} \frac{\partial S}{\partial \sigma} + DS, \quad (1.9)$$

$$\rho = \hat{\rho}(\theta, S + 35^\circ /_{00}, p_w) - \hat{\rho}(0, 0, \rho_0 g \sigma H). \quad (1.10)$$

Здесь  $r_x$  и  $r_y$  – метрические коэффициенты,  $\mathbf{u} = (u, v)$  – вектор горизонтальной скорости,  $u$  и  $v$  – зональная и меридиональная компоненты скорости течения;  $\omega$  – вертикальная скорость в  $\sigma$ -системе координат, связанная с вертикальной скоростью  $w$  в  $z$ -системе координат соотношением  $\omega = w - \left( \frac{u}{r_x} \frac{\partial Z}{\partial x} + \frac{v}{r_y} \frac{\partial Z}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial t} \right)$ ;  $\theta$  – потенциальная температура;  $R$  – поток проникающей солнечной радиации;  $S$  – соленость за вычетом константы  $35^\circ /_{00}$ ;  $\rho$  – отклонение плотности воды от некоторого среднего профиля плотности, зависящего только от давления столба жидкости  $\rho_0 g z$  со средней плотностью в океане  $\rho_0 = 1,025 \text{ г/см}^3$  на глубине  $z = \sigma H$ . Нелинейное уравнение состояния  $\hat{\rho}(\theta, S + 35^\circ /_{00}, p_w)$  для расчета плотности воды, учитывающее сжимаемость за счет давления столба воды  $p_w$  взято из [Parkinson and Washington, 1979]. Параметр Кориолиса  $l = 2\tilde{\Omega} \sin \phi$ , где  $\tilde{\Omega} = \frac{2\pi(1 + \frac{1}{365.24})}{86400} \text{ с}^{-1}$  – угловая скорость вращения Земли с учетом годового вращения вокруг Солнца, а  $\phi$  – географическая широта;  $\xi = \frac{1}{r_x r_y} \left( \frac{\partial r_y}{\partial x} v - \frac{\partial r_x}{\partial y} u \right)$  – слагаемое, описывающее дополнительный перенос импульса в криволинейных координатах;  $v$ ,  $v_{\theta}$  и  $v_S$  – коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и

диффузии, которые в случае устойчиво стратифицированного вертикального профиля потенциальной плотности рассчитываются согласно параметризации Пакановского-Филандера или Мони́на-Обухова, а в случае неустойчивого – полагаются большими для параметризации конвекции.

Компоненты горизонтального градиента давления  $P_x$  и  $P_y$  в (1.5) и (1.6) рассчитываются с использованием уравнения гидростатики в специальной форме:

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{1}{2} g \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( Z_\sigma \int_0^\sigma \left( \rho - \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) d\sigma \right) - \sigma \left( \frac{\partial Z_\sigma}{\partial x} \rho - Z_\sigma \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \right), \\ P_y &= \frac{1}{2} g \left( \frac{\partial}{\partial y} \left( Z_\sigma \int_0^\sigma \left( \rho - \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) d\sigma \right) - \sigma \left( \frac{\partial Z_\sigma}{\partial y} \rho - Z_\sigma \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right), \end{aligned} \quad (1.11)$$

которая позволяет уменьшить погрешности при их разностных аппроксимациях в  $\sigma$ -системе координат, так как  $P_x = P_y = 0$  для линейного по глубине профиля плотности  $\rho = \text{const} \cdot \sigma H$ , который может давать значительный вклад в полный вертикальный профиль. Использование уравнения состояния в виде (1.10) также позволяет уменьшить эти погрешности, поскольку заранее вычитается та часть нелинейного по глубине профиля плотности, которая не дает вклада в горизонтальный градиент давления.

Оператор переноса, входящий в состав полной производной компонентов скорости в (1.5) и (1.6), используется в полудивергентной, симметризованной форме:

$$\begin{aligned} D_t \varphi &= \frac{1}{2} \left( h \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial h \varphi}{\partial t} \right) + \frac{1}{2r_x r_y} \left[ r_y Z_\sigma u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (r_y Z_\sigma u \varphi) + r_x Z_\sigma v \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (r_x Z_\sigma v \varphi) \right] + \\ &+ \frac{1}{2} \left( \omega \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} + \frac{\partial \omega \varphi}{\partial \sigma} \right), \end{aligned} \quad (1.12)$$

где  $\varphi$  – это  $u$  или  $v$ .

В новой версии модели оператор переноса, входящий в состав полной производной скалярных полей в (1.8) и (1.9), используется в дивергентной форме:

$$\tilde{D}_t \varphi = \frac{\partial h \varphi}{\partial t} + \frac{1}{r_x r_y} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (r_y Z_\sigma u \varphi) + \frac{\partial}{\partial y} (r_x Z_\sigma v \varphi) \right] + \frac{\partial \omega \varphi}{\partial \sigma}, \quad (1.13)$$

где  $\varphi$  – это  $\theta$ ,  $S$ , а также при необходимости любые другие скалярные поля.

Оператор боковой диффузии  $D$  тепла и соли выбирается одинаковым для  $\theta$  и  $S$  в (1.8) и (1.9) и выписывается в универсальном виде:

$$\begin{aligned} D\varphi &= \frac{1}{r_x r_y} \frac{\partial}{\partial x} \left[ K^x Z_\sigma \frac{r_y}{r_x} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \kappa_x \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} \right) \right] - \frac{1}{r_x r_y} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[ K^x Z_\sigma \frac{r_y}{r_x} \kappa_x \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \kappa_x \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} \right) \right] + \\ &\frac{1}{r_x r_y} \frac{\partial}{\partial y} \left[ K^y Z_\sigma \frac{r_x}{r_y} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \kappa_y \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} \right) \right] - \frac{1}{r_x r_y} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[ K^y Z_\sigma \frac{r_x}{r_y} \kappa_y \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \kappa_y \frac{\partial \varphi}{\partial \sigma} \right) \right], \end{aligned} \quad (1.14)$$

где  $\varphi$  есть либо  $\theta$ , либо  $S$ ,  $K^x(x, y, \sigma H)$  и  $K^y(x, y, \sigma H)$  – коэффициенты горизонтальной диффузии 2-го порядка вдоль  $x$  и  $y$ , выбираемые как некоторые функции от пространственных

координат. Переменные  $k_x$  и  $k_y$  задают одну или комбинацию нескольких функций, вдоль изоповерхностей которых происходит боковая диффузия. В частности, это могут быть  $\sigma$ -,  $Z$ - или  $\rho$ -поверхности.

Оператор боковой вязкости  $F$  в (1.5) и (1.6) представляет собой комбинацию операторов 2-го и 4-го порядков:

$$F\varphi = H \operatorname{div}_h(\mathbf{A} \operatorname{grad}_h)\varphi - H(\operatorname{div}_h(\mathbf{B}^{\frac{1}{2}} \operatorname{grad}_h))^2\varphi, \quad (1.15)$$

где  $\varphi$  есть либо  $u$ , либо  $v$ ,  $\operatorname{grad}_h$  и  $\operatorname{div}_h$  – двумерные операторы боковых градиента и дивергенции, действующие на поверхностях  $\sigma = \text{const}$ .  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{B}$  – диагональные тензоры второго порядка:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A^x & 0 \\ 0 & A^y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} B^x & 0 \\ 0 & B^y \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

где  $A^x = A^x(x, y)$ ,  $A^y = A^y(x, y)$ ,  $B^x = B^x(x, y)$  и  $B^y = B^y(x, y)$  – коэффициенты вязкости для операторов 2-го и 4-го порядков вдоль  $x$  и  $y$ , задаваемые как некоторые функции пространственных координат. Оператор 4-го порядка, по сравнению с оператором 2-го порядка, более эффективно подавляет высокочастотные пространственные гармоники и менее искажает основное крупномасштабное решение.

### А.1.1 Граничные условия

В качестве граничных условий на поверхности океана ( $\sigma = 0$ ) для скорости задаются поток импульса от напряжения трения ветра  $(\tau_x, \tau_y)$  и универсальное условие для  $\omega$

$$-\frac{\nu}{H} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=0} = \frac{(\tau_x, \tau_y)}{\rho_0}, \quad \omega \Big|_{\sigma=0} = 0, \quad (1.17)$$

а для температуры и солёности нормированные потоки тепла  $q_\theta$  и  $q_S$  соли

$$-\frac{\nu_\theta}{H} \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=0} = q_\theta, \quad -\frac{\nu_S}{H} \frac{\partial S}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=0} = q_S. \quad (1.18)$$

Поток  $q_\theta$  рассчитывается с учетом потоков явного и скрытого тепла, длинноволновой и коротковолновой радиации и потока, вызванного наличием льда, а  $q_S$  – с учетом баланса пресной воды, обусловленного осадками, испарением, стоком рек и образованием или таянием льда.

На дне ( $\sigma = 1$ ) задаются условие непротекания, имеющее в  $\sigma$ -системе координат простой вид

$$\omega \Big|_{\sigma=1} = 0, \quad (1.19)$$

и квадратичного придонного трения

$$-\frac{\nu}{H} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=1} = C_D \sqrt{u^2 + v^2 + e_b^2} \mathbf{u} \Big|_{\sigma=1}, \quad (1.20)$$

где  $C_D = 2.5 \cdot 10^{-3}$  и  $e_b = 5$  см/с – эмпирические константы.

На боковой поверхности для скорости задаются условия непротекания и свободного скольжения. На твердых участках боковой границы и на дне для температуры и солености ставятся условия изоляции. Если бассейн не является замкнутым, то на жидких участках боковой границы задаются температура и соленость, взятые из наблюдений, а также приливные изменения уровня моря.

### **А.1.2 Модель расчета приливных течений**

Для расчета приливных течений на жидких границах ставится условие изменения уровня под действием крупномасштабной приливной волны. Данные о приливных изменениях уровня берутся из модели ТРХО (А TOPEX/Poseidon Global Tidal Model), основанной на данных спутниковой альтиметрии. Модель ТРХО была выбрана потому, что она обеспечивает данные уровня по всему Мировому океану и обеспечивает достаточно высокое пространственное разрешение порядка 25 км. Решено было отказаться от использования данных, полученных с придонных уровнемеров и на гидрометеостанциях при наблюдениях по рейке или мареографу, поскольку такая информация доступна только для отдельных станций и имеет плохое пространственное покрытие, что приводит к проблеме экстраполяции, не говоря о том, что подобные измерения проводятся преимущественно в прибрежных районах, а нашей целью является задание значений на жидких границах области.

Здесь используется версия ТРХО 7.2 – модель ассимиляции данных возвышения свободной поверхности океана, полученной со спутников TOPEX и Poseidon (Т/Р), в глобальную модель баротропного прилива, разработанную Г. Экбертом и С. Ерофеевой [Egbert and Erofeeva, 2002]. Это решение наилучшим образом, в смысле наименьших квадратов, согласует уравнения, описывающие динамику баротропного прилива и осредненные данные спутников Т/Р и Jason. Подробное описание работы модели можно найти в работе [Egbert and Erofeeva, 2002]. Основной объем данных, которые включаются в модель, это спутниковая альтиметрия Т/Р между 66° северной и южной широтами. Помимо этих данных ТРХО использует измерения со спутника ERS и мареографов в районах Антарктики и Арктики. Также расчет модели включает в рассмотрение полости в шельфовых ледниках. В данной работе используется модель глобальная модель ТРХО с пространственным разрешением 25 км, основанная на данных порядка 300 прибрежных мареографов и результатах альтиметрических измерений спутников ERS и TOPEX/Poseidon.

Значения уровня моря на жидких границах рассчитываются на основе восьми основных приливных гармоник следующим уравнением:

$$H_{level} = \sum_{i=1}^8 pf(i) \cdot A(i) \cdot \cos(\phi(i) + \omega(i)(t - t_0) + \phi_{mkB}(i) + pu(i)), \quad (1.21),$$

где  $A$ ,  $\phi$  – амплитуда и фаза в заданной точке жидкой границы,  $rf$ ,  $ru$ , – нутационные корректировки,  $\omega$  – частота волны,  $t$  – время, соответствующее расчету,  $\phi_{mkB}$  – астрономический аргумент, задаваемый в виде соответствующей константы.

Все значения рассчитываются на основе констант и функций данных в ТРХО.

### **А.1.3 Модель эволюции морского льда**

Для расчета ледовых характеристик используется модель динамики – термодинамики морского льда на основе модели эволюции льда [Яковлев, 2009]. Термодинамический блок нарастания – таяния морского льда учитывает разводья, наличие снега и другие важные физические процессы. Блок динамики включает дрейф льда под действием ветра и течений с учетом сил упругости, возникающих при деформации льда. При торошении происходит перераспределение льда и снега между грациями льда по толщине. Зависимость сил напряжения от скорости деформации в простейшем случае описывается реологией типа "кавитирующая жидкость". В последующем была добавлена более совершенная параметризация – упруго-вязко-пластичная реология. Модель использует конечноразностную аппроксимацию на сетке "С" и соединена с сигма-моделью циркуляции океана, применяющей функцию высоты уровня поверхности океана. Монотонная схема переноса первого порядка точности обеспечивает неотрицательность массы льда и снега.

### **А.1.4 Термодинамика морского льда**

Для описания термической эволюции морского льда и снежного покрова используется гипотеза о локально-одномерном характере процессов таяния и образования льда и снега. В целом физическая постановка задачи близка к классической работе [Parkinson and Washington, 1979]. Предполагается, что термический режим снега и льда очень быстро приспосабливаются к заданным потокам, так что производной температуры по времени, или теплоемкостью снега и льда, можно пренебречь. Далее, будем считать коэффициент теплопроводности постоянным по всей толщине снежного или ледяного покрова. Это означает, что профиль температуры в соответствующей среде можно считать линейным. Заметим, что формулировка модели и программная реализация не накладывают жестких ограничений на аппроксимацию профиля коэффициента теплообмена, значимость теплоемкости снега и льда и число расчетных слоев в каждой из сред.

Поскольку процессы обмена тепловой энергией зависят от толщины льда, модель рассчитана на использование нескольких граций толщины льда, так что задача термической эволюции льда и снега на нем решается отдельно для каждой из граций [Яковлев, 2009]. В наиболее простом варианте используется одна грация льда. Это делается, например, для глобальной модели, используемой в качестве океанического блока совместной модели. В работе

[Яковлев, 2009] используются следующие восемь градации льда, соответствующих принятой в России классификации льда по толщине: 0–10 см (нилас), 10–30 см (молодой лед), 30–70 см (тонкий однолетний лед), 70–120 см (однолетний лед средней толщины), 120–200 см (толстый однолетний лед), 2–4 м, 4–6 м, более 6 м (многолетние льды).

На верхней границе снега или льда задаются скорость выпадения осадков, потоки коротковолновой и длинноволновой радиации, рассчитываются потоки радиации, явного и скрытого тепла. На нижней границе льда задается значение температуры льда, равной температуре замерзания  $T_F$  при данной солености.

Изменения сплоченности льда при процессах таяния учитываются “обычным” образом, но отдельно для каждой градации толщины льда:

$$\frac{\partial A_k}{\partial t} = \begin{cases} \frac{(1-\sum A_n)}{h^* \cdot S \cdot \rho_i} \frac{\partial m_{i,1}}{\partial t}, & \frac{\partial m_{i,1}}{\partial t} > 0, \quad k = 1; \\ C_1 \frac{A_k}{m_{i,k}} \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t}, & \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t} < 0, \end{cases} \quad (1.22)$$

Здесь  $\rho_i$  – плотность льда,  $A_k$  – парциальная сплоченность  $k$ -ой градации,  $m_{i,k}$  – масса льда в  $k$ -ой градации,  $h^*$  – эмпирический Параметр,  $S$  – площадь ледяного поля. Обычно для моделей с пространственным разрешением порядка 100 км этот параметр выбирается равным 50 см. Постоянная  $C_1$  выбирается в пределах 0,5–0,7. Такой выбор постоянных  $h^*$  и  $C_1$  делается для моделей с двумя градациями – открытой водой и толстым льдом, поэтому в дальнейшем для усовершенствования модели может потребоваться дополнительная настройка этих параметров.

Изменение массы льда задается уравнением:

$$\rho_i \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t} = - \frac{A_k(Q_{ai} + Q_{wi})}{q_i}, \quad (1.23)$$

где  $Q_{ai}$  и  $Q_{wi}$  – потоки тепла из атмосферы и из океана соответственно,  $q_i$  – теплота плавления льда.

Поток тепла из атмосферы в лед складывается из четырех компонент: а) явное тепло, б) скрытое тепло, в) длинноволновая радиация, г) коротковолновая радиация. Для параметризации коротковолновой радиации, проникающей в лед (не покрытый снегом), используется предположение о том, что часть радиации, не отраженная поверхностью, поглощается в самом верхнем слое льда, так что это можно также трактовать как поглощение в толще льда, отнесенное к его поверхности. Доля радиации, проникающая в лед –  $i_0 = 0,17$ . Это приводит к изменению эффективного альбедо льда, так что в выражении для потока коротковолновой радиации появляется множитель  $1 - \beta i_0$ :

$$Q_{sw} = SW_{DW}(1 - \beta i_0)(1 - \alpha_I). \quad (1.24)$$

В реальности часть проникающей в лед радиации идет на объемный нагрев льда, который можно рассматривать как эффективный нагрев поверхности, задавая  $\beta < 1$ .

Температура льда определяется из условия равенства потоков

$$k_s \frac{T_s - T_i}{h_s} = k_i \frac{T_i - T_F}{h_i}, \quad (1.25)$$

где  $k_i$  и  $k_s$  – коэффициенты теплопроводности, а  $T_i$  и  $T_s$  – температура льда и снега соответственно.

Считается, что новый лед попадает в первую, самую тонкую, градацию по толщине. Уравнение изменения массы снега включает в себя дополнительное слагаемое, описывающее попадание снега в воду в случае уменьшения сплоченности льда за счет бокового таяния. Этот процесс формирует соответствующий поток солености в океан.

Кроме того, для предотвращения накопления многолетнего снега введены механизмы превращения толстого снега в лед за счет “старения” снега и смерзания снежных кристаллов, и за счет погружения снега в лед в случае, когда плавучесть льды меньше массы льда и снега на нем). В данной модели считается, что превращение снега в лед за счет “старения” происходит при толщине снега больше 50 см, а характерный масштаб времени такого превращения равен  $10^7$  с.

Альbedo снега и льда зависят от их состояния (например, от температуры и толщины) – в работе различались состояния “сухой” и “тающей” поверхности. В сложных моделях альbedo поверхности вычисляется для нескольких спектральных интервалов падающего излучения, учитывается характер излучения, угол падения, наличие луж и т.д.

Выбор альbedo оказывает сильное влияние на характеристики снежного и ледового покрова. Наблюдения показывают, что альbedo сухого льда зависят от его толщины так, что альbedo льда толщиной 3 м равно 0,65, а альbedo льда толщиной 1 м – примерно 0,5. В модели выбиралось некоторое среднее значение 0,70, примерно соответствующее толщине льда 4 м. Альbedo тающего льда, согласно наблюдениям, сильно меняется до толщины примерно 4 м, после чего остается постоянным и равным 0,55. Альbedo тающего льда толщиной 1 м равно всего 0,25. Все это говорит о сложности выбора параметризации альbedo даже в случае задания его как функции только состояния поверхности.

Изменение сплоченности и массы льда и снега в процессе дрейфа описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_{i,k}}{\partial t} + \text{div}(\vec{u}_i m_{i,k}) &= 0, \\ \frac{\partial m_{s,k}}{\partial t} + \text{div}(\vec{u}_i m_{s,k}) &= 0, \\ \frac{\partial A_k}{\partial t} + \text{div}(\vec{u}_i A_k) &= 0, \end{aligned} \quad (1.26)$$

## А.1.5 Динамика морского льда

Эволюция скорости дрейфа льда  $\vec{u}_i = (u_i, v_i)$  рассчитывается из уравнений движения льда:

$$\begin{aligned} m_i \frac{\partial u_i}{\partial t} - m_i l v_i &= \frac{m_i g}{r_x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + A \tau_{ax} + A \tau_{wix} + F_x, \\ m_i \frac{\partial v_i}{\partial t} + m_i l u_i &= \frac{m_i g}{r_y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} + A \tau_{ay} + A \tau_{wiy} + F_y, \end{aligned} \quad (1.27)$$

где  $m_i$  – суммарная масса льда и снега в ячейке,  $A$  – суммарная сплоченность льда,  $\vec{\tau}_a = (\tau_{ax}, \tau_{ay})$  – напряжение трение ветра,  $\vec{\tau}_{wi} = (\tau_{wix}, \tau_{wiy})$  – напряжение трения между льдом и водой, рассчитываемое по формуле:

$$\vec{\tau}_{wi} = \rho_0 C_{wi} |\vec{u}_w - \vec{u}_i| (\vec{u}_w - \vec{u}_i), \quad (1.28)$$

где  $\vec{u}_w$  – скорость течения на поверхности океана,  $C_{wi}$  – коэффициент трения.

Ключевой силой в динамике льда является  $\vec{F} = (F_x, F_y)$  – сила реологии. Для ее расчета используется методика [Hunke and Dukowicz, 1997]. Уравнения для компонент тензора скоростей деформации записываются в виде (предполагая, что движение льда может считаться двумерным):

$$\dot{\epsilon}_{11} = \frac{1}{r_x} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{v_i}{r_y} \frac{\partial r_x}{\partial y} \right), \quad (1.29)$$

$$\dot{\epsilon}_{22} = \frac{1}{r_y} \left( \frac{\partial v_i}{\partial y} + \frac{u_i}{r_x} \frac{\partial r_y}{\partial x} \right), \quad (1.30)$$

$$\dot{\epsilon}_{12} = \frac{1}{2} \left( \frac{r_x}{r_y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u_i}{r_x} \right) + \frac{r_y}{r_x} \frac{\partial}{\partial x} v_i \left( \frac{v_i}{r_y} \right) \right), \quad (1.31)$$

Запись производной от метрики в явном виде в уравнениях для компонент  $\dot{\epsilon}_{11}$ ,  $\dot{\epsilon}_{12}$  позволяет построить энергетически согласованную пространственную аппроксимацию, что обеспечит при численном решении задачи выполнение соотношения:

$$\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22} = \frac{1}{r_x r_y} \left( \frac{\partial u_i r_y}{\partial x} + \frac{\partial v_i r_x}{\partial y} \right) = \text{div} \vec{u}_i.$$

В силу особенностей численного решения задачи с вязко-пластичной реологией в работе [Hunke and Dukowicz, 1997] была предложена регуляризация в виде упруго-вязко-пластичной реологии. Основная идея состоит в формальном введении упругих волн, затухающих за время с масштабом  $T_d$  (что можно связать с аналогом модуля Юнга  $E$ ) и формулировке эволюционной задачи для компонент тензора напряжений. Для этого удобно ввести вспомогательные переменные:

$$\sigma_D = \sigma_{11} + \sigma_{22}, \quad \sigma_T = \sigma_{11} - \sigma_{22}$$

$$\dot{\epsilon}_D = \dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}, \quad \dot{\epsilon}_T = \dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22}$$

$$\sigma_1 \equiv \sigma_D, \quad \sigma_2 \equiv \sigma_T, \quad \sigma_{11} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}, \quad \sigma_{22} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}$$

Три эволюционных уравнения для компонент тензора напряжений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_D}{\partial t} + \frac{\sigma_D}{2T_d} + \frac{P}{2T_d} &= \frac{P}{2T_d \Delta} \dot{\epsilon}_D, \\ \frac{\partial \sigma_T}{\partial t} + \frac{e^2 \sigma_T}{2T_d} &= \frac{P}{2T_d \Delta} \dot{\epsilon}_T, \\ \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial t} + \frac{e^2 \sigma_{12}}{2T_d} &= \frac{P}{2T_d \Delta} \dot{\epsilon}_{12}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Давление во льду может определяться из простого соотношения:

$$P = P^* \cdot \bar{h} \cdot e^{(-C^*(1-\bar{A}))},$$

где параметр  $P^*$  – прочность льда ( $P^* \approx 1 \div 3 \cdot 10^4 \text{Нм}^{-2}$ ),  $C^*$  – эмпирическая безразмерная константа порядка 20,  $\bar{h}$  – средняя по градациям толщина,  $\bar{A}$  – суммарная сплоченность льда. Заметим, что достаточно реалистично выглядит также идея о связи давления не со средней толщиной  $\bar{h}$ , а с толщиной самого тонкого льда. Существуют также параметризации, связывающие прочность льда  $P^*$  с квадратом средней толщины льда  $\bar{h}$ .

Сила представляет собой дивергенцию от тензора напряжений  $\mathbf{F} = \nabla \cdot \sigma$ . Силу записывается также с явной записью производных от метрики:

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r_x} \frac{\partial \sigma_D}{\partial x} + \frac{1}{r_x r_y^2} \frac{\partial}{\partial x} (r_y^2 \sigma_T) + \frac{2}{r_x^2 r_y} \frac{\partial}{\partial y} (r_y^2 \sigma_{12}) \right), \\ F_y &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r_y} \frac{\partial \sigma_D}{\partial y} - \frac{1}{r_x^2 r_y} \frac{\partial}{\partial y} (r_x^2 \sigma_T) + \frac{2}{r_x r_y^2} \frac{\partial}{\partial x} (r_x^2 \sigma_{12}) \right). \end{aligned}$$

Ввиду того, что характерный масштаб изменения скорости льда по времени очень мал (порядка 1 мин. для разрешения  $1^\circ$ ), задача динамики льда решается с малым шагом по времени  $\Delta t_e$  (порядка 1/60 от шага для модели океана).

В работе [Hunke, 2001] предложен метод регуляризации в случае режима медленного торошения, хотя определенная регуляризация уже сделана путем введения затухающих упругих волн. Предполагается, что прочность льда ограничена сверху некоторым значением, связанным с характерной массой льда, входящей в некоторый коэффициент  $C$ , пространственным разрешением, мерой деформации льда, выраженной через величину  $\Delta$  и разрешением по времени  $\Delta t_e$ :

$$P < \frac{C \cdot h_x h_y T_d}{\Delta t_e^2} \cdot \Delta.$$

## *А.2 Численная реализация $\sigma$ -модели океана ИВМ РАН*

### **А.2.1 Метод расщепления как методологическая основа построения численной модели циркуляции океана**

Главная особенность модели, которая отличает ее от хорошо известных моделей океана таких как МОМ (Modular Ocean Model), использующие  $z$ -систему координат, или РОМ (Princeton Ocean Model), разработанной в  $\sigma$ - системе координат, а также других, заключается в том, что при численной реализации в данной модели используется метод расщепления [Марчук, 2009] по физическим процессам и пространственным координатам.

Для этого уравнения гидротермодинамики океана записываются в специальной, симметризованной форме. Она позволяет представить оператор дифференциальной задачи в виде суммы более простых операторов, каждый из которых является неотрицательным в норме, определяемой законом сохранения полной энергии. Это дает возможность расщепить оператор полной задачи на ряд более простых [Марчук, 2009] и построить пространственные аппроксимации соответствующих групп слагаемых (в разных уравнениях) так, чтобы "энергетическому" соотношению (закону сохранения), выполняющемуся для исходной дифференциальной задачи, удовлетворяли все расщепленные дискретные задачи. Данный прием во многом устраняет сложность аппроксимации слагаемых, содержащих градиенты давления, плотности и рельефа дна в уравнениях движения, записанных в  $\sigma$ -системе координат. Для полученных более простых эволюционных уравнений строятся разностные аппроксимации по геометрическим координатам на "C" – сетке (рис. А.2).

Метод расщепления позволяет эффективно реализовывать неявные схемы интегрирования по времени для уравнений переноса - диффузии субстанций (используется аппроксимация Кранка – Николсон для процессов переноса и неявная – для диффузии и вязкости второго порядка). В задаче геострофического приспособления компоненты ускорения Кориолиса также аппроксимированы неявно. Использование неявных методов интегрирования по времени позволяет применять в модели временные шаги в несколько раз большие, чем в моделях общей циркуляции океана, основанных на явных схемах (с аналогичными пространственным разрешением и коэффициентами вязкости и диффузии). Это дает существенное увеличение быстродействия модели, что особенно важно при больших временах интегрирования, например, для достижения квазиравновесного состояния.

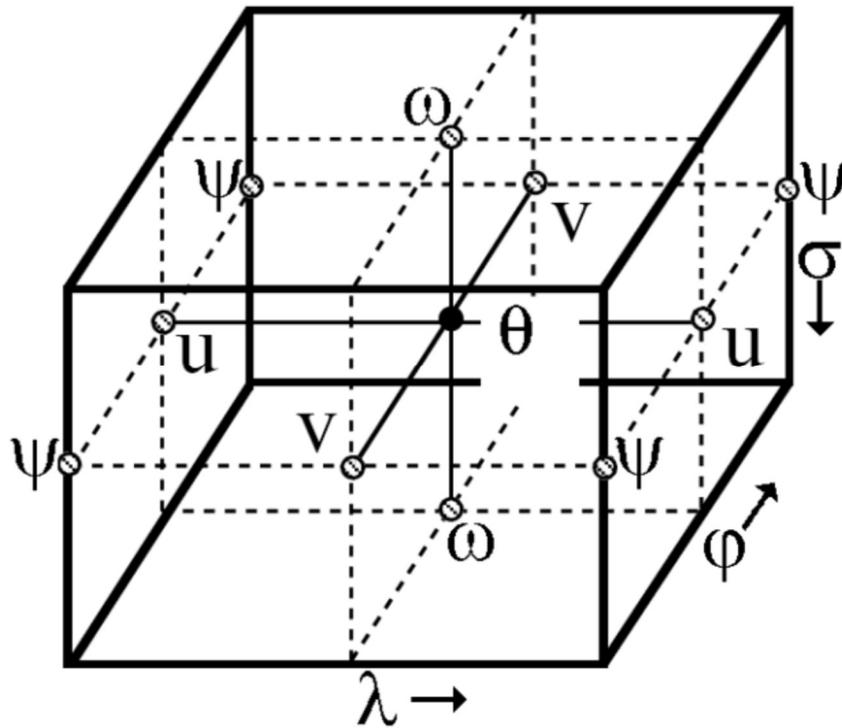


Рис. А.2. Распределение прогностических переменных на ячейке модельной сетки.  $\theta$  служит индикатором точки сетки, где определяются скалярные величины: температура, соленость, плотность, давление, уровень океана и дивергенция скорости.  $(u, v, \omega)$  служат индикаторами точек, где определяются компоненты вектора скорости, а  $\psi$  – обозначает точки, где определяется баротропная функция тока и задана топография дна. Стрелками показаны направления в сторону увеличения независимых переменных  $(\lambda, \varphi, \sigma)$  и соответствующих им индексов узлов сетки

Представим полный оператор системы  $A$  в виде суммы более простых операторов  $A_i (i = 1, 2, 3, \dots, I)$ :

$$A = \sum_{i=1}^I A_i \quad (1.33)$$

Каждый частичный оператор  $A_i$  связан с отражением некоторого “элементарного” физического процесса. После разложения оператора задачи в сумму (1.33) решение модельной системы сводится к последовательному решению на временном интервале  $(t_0, t_0 + \tau]$  следующих частичных (элементарных) физических задач:

$$\begin{aligned} \frac{\phi^{j+1/I} - \phi^j}{\tau} + A_1(\alpha \phi^{j+1/I} + (1 - \alpha) \phi^j) &= f_1, \\ \frac{\phi^{j+2/I} - \phi^{j+1/I}}{\tau} + A_2(\alpha \phi^{j+2/I} + (1 - \alpha) \phi^{j+1/I}) &= f_2 \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\phi^{j+1} - \phi^{j+(I-1)/I}}{\tau} + A_I(\alpha \phi^{j+1} + (1 - \alpha) \phi^{j+(I-1)/I}) &= f_I \end{aligned} \quad (1.34)$$

где:

$\Phi_i$  – вектор-функция, компонентами которой являются искомые величины в исходной системе уравнений (1.34);

$f_i$  – соответствующие компоненты правых частей, если в правые части некоторых уравнений вводятся внешние силы.

$\alpha$  – коэффициенты неявности интегрирования по времени:

при  $\alpha = 1$  – неявная схема аппроксимации,

$\alpha = 0$  – явная схема аппроксимации,

$\alpha = 1/2$  – аппроксимация Кранка – Николсон.

Решением системы (1.34) называется вектор-функция  $\Phi_I$ . Она аппроксимирует в каждой точке оси времени  $t$  решение исходной системы.

## А.2.2 Модульный принцип построения модели

Перед решением уравнений (1.5) – (1.10) в модели производятся следующие вспомогательные расчеты, результаты которых используются при решении основной системы уравнений.

Интерполяция атмосферных характеристик. Исходные атмосферные данные заданы в обычной географической системе координат с пространственно-временным разрешением, отличным от модельного, поэтому они переводятся на модельную область внутри расчетного блока модели путем пространственной и временной интерполяции.

Расчет характеристик морского льда. Модель льда, инкорпорированная в модель океана, состоит из локально-одномерной модели термодинамики [Яковлев, 2009], переноса [Hunke, 1997] и динамики льда [Hunke and Dukowicz, 1997].

Расчет потоков тепла, соли и импульса в океан производится с использованием как синтерполированных на модельную область атмосферных данных, так и рассчитанных характеристик морского льда, а также характеристик поверхности океана из решения задачи на этот момент времени, которое считается известным.

Расщепление системы уравнений (1.5)–(1.10) проводится на нескольких иерархических уровнях. Сначала используется расщепление по физическим процессам. На более высоких уровнях процесс расщепления доходит до выделения простейших локально-одномерных по пространству уравнений. На каждом интервале интегрирования  $(t_j, t_{j+1}]$ , процесс, описываемый частично линеаризованной системой уравнений (1.5)–(1.10), представляется в виде суперпозиции процесса переноса–диффузии для  $\theta, S, u, v$  и процесса приспособления полей скорости и плотности (адаптации гидрологических полей). В дифференциальной постановке эти задачи

описываются следующими уравнениями (решение исходной задачи на момент времени  $t_j$  считается известным).

1. Перенос-диффузия  $\theta$  и  $S$ :

$$\begin{aligned}\tilde{D}_t\theta &= \frac{\partial}{\partial\sigma} \frac{v_\theta}{H} \frac{\partial\theta}{\partial\sigma} + D\theta + \frac{\partial R}{\partial\sigma}, \\ \tilde{D}_t S &= \frac{\partial}{\partial\sigma} \frac{v_S}{H} \frac{\partial S}{\partial\sigma} + DS.\end{aligned}\quad (1.35)$$

2. Перенос-диффузия  $u$  и  $v$ :

$$\begin{aligned}D_t u - \xi v Z_\sigma &= \frac{\partial}{\partial\sigma} \frac{v}{H} \frac{\partial u}{\partial\sigma} + Fu, \\ D_t v + \xi u Z_\sigma &= \frac{\partial}{\partial\sigma} \frac{v}{H} \frac{\partial v}{\partial\sigma} + Fv.\end{aligned}\quad (1.36)$$

3. Процесс адаптации (приспособления) гидрологических полей:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - lv = -\frac{1}{r_x} \left( \rho_0 P_x + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial x} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial v}{\partial t} + lu = -\frac{1}{r_y} \left( \rho_0 P_y + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial y} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{r_x r_y} \left( \frac{\partial r_y u Z_\sigma}{\partial x} + \frac{\partial r_x v Z_\sigma}{\partial y} \right) + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma}. \end{cases}\quad (1.37)$$

Процесс переноса-диффузии (1.35) реализован с помощью расщепления по физическим процессам: перенос, боковая диффузия и вертикальная диффузия. Для решения задачи переноса по времени используется явная схема Адамса-Бэшфорта. Дивергентная форма оператора переноса обеспечивает сохранение тепла и соли в океане в случае отсутствия потоков этих величин на границах. Задача для боковой диффузии решается по явной, а для вертикальной – по неявным схемам по времени.

Процесс переноса-диффузии (1.36) решается путем расщепления по элементарным процессам переноса-диффузии вдоль координат, что позволяет сделать полудивергентная форма (1.37), обладающая при условии непротекания на границах свойством кососимметрии (неотрицательности) для каждого направления отдельно.

Процесс приспособления гидрологических полей (1.37) решается в три этапа. Сначала по значениям  $\theta$  и  $S$ , полученным из этапа (1.35), согласно (1.10) рассчитывается плотность и, затем, по (1.11) компоненты градиента давления  $P_x$  и  $P_y$ . По рассчитанным  $P_x$  и  $P_y$  вычисляется обусловленное ими изменение импульса:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 r_x} P_x \quad \text{и} \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 r_y} P_y.\quad (1.38)$$

Оставшаяся часть системы решается путем разделения на баротропную и бароклинную моды:

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad \bar{u} = \int_0^1 u d\sigma, \quad \bar{v} = \int_0^1 v d\sigma. \quad (1.39)$$

Принимая во внимание (1.39), оставшаяся после решения (1.38) часть системы (1.37) распадается на решение двух систем уравнений, описывающих бароклинную и баротропную адаптации.

Система бароклинной адаптации имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} - lv' = 0, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + lu' = 0. \end{cases} \quad (1.40)$$

При решении этой системы, используется неявная схема с методикой диагонализации [Bryden et al., 1999] пространственного оператора для кориолисовых членов, возникающего при применении сетки "С".

Вертикальная скорость находится путем интегрирования по глубине уравнения неразрывности (1.7) по горизонтальным рассчитанным составляющим бароклинной скорости, с учетом условий непротекания и свободного скольжения на боковых границах:

$$\omega = \int_1^\sigma \frac{1}{r_x r_y} \left( \frac{\partial u' Z_\sigma r_y}{\partial x} + \frac{\partial v' Z_\sigma r_x}{\partial y} \right) d\sigma. \quad (1.41)$$

В силу (1.39) граничные условия для вертикальной скорости на поверхности и дне удовлетворяются автоматически, поскольку  $\int_0^1 u' d\sigma = \int_0^1 v' d\sigma = 0$ .

Уравнения баротропной адаптации требуют совместного решения сразу трех уравнений, записанных с использованием неявной схемы по времени:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - l\bar{v} = \frac{1}{r_x} \left( g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + l\bar{u} = \frac{1}{r_y} \left( g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{r_x r_y} \left( \frac{\partial r_y \bar{u} Z_\sigma}{\partial x} + \frac{\partial r_x \bar{v} Z_\sigma}{\partial y} \right). \end{cases} \quad (1.42)$$

Система (1.42), также известная как система уравнений мелкой воды, решается целиком, не используя расщепление или сведение системы к одному уравнению для  $\zeta$ . Для этого используется специальный пакет программ по работе с разреженными матрицами. Решение может производиться как прямыми, так и итерационными методами, реализованными в INMOM. При этом  $Z_\sigma$  в (1.42) принимается с предыдущего шага по времени.

## В. Расчет потоков тепла, соли и импульса на поверхности океана

Для автономных экспериментов с  $\sigma$ -моделью океана для расчетов атмосферного воздействия используются данные, подготовленные для проекта CORE (Forcing for Common Ocean-ice Reference Experiments) [Griffies et al., 2009]. Эти данные лежат в свободном доступе на сайте: <https://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/etopo5.HTML>. Они включают в себя следующие глобальные поля следующих величин:

- температура воздуха  $T_A$  на 10 м;
- влажность  $Q_A$  на 10 м;
- падающая длинноволновая радиация  $LW_{DW}$  ;
- падающая коротковолновая радиация  $SW_{DW}$  ;
- осадки  $PR_A$ ;
- сток рек R;
- атмосферное давление на уровне моря  $P_A$ ;
- скорость ветра на 10 м ( $W_\lambda, W_\varphi$ ).

Для целей настоящего исследования использовались среднемесячные поля этих величин для конкретных временных периодов [Griffies et al., 2009]. На рис. В.3 приведена средняя за все рассматриваемые периоды скорость ветра. Среднемесячные компоненты полей атмосферного воздействия, включая температуру и соленость поверхности океана – интерполировались с помощью процедуры, которая позволяет сохранять среднемесячное значение проинтерполированного поля равным исходному [Дианский и др., 2002].

Поскольку данные CORE были заданы в географической системе координат на сетке, отличной от модельной океанической, они переводились на модельную область внутри расчетного блока модели путем пространственной интерполяции, разработанной и реализованной Дианским Н. А. и Гусевым А. В., основанной на решении уравнения Лапласа и позволяющей избежать ложных экстремумов преобразуемой величины. И пространственная, и временная интерполяции реализованы непосредственно в модели, что позволяет подавать на вход данные любого временного и пространственного разрешения, заданные в стандартной географической системе координат.

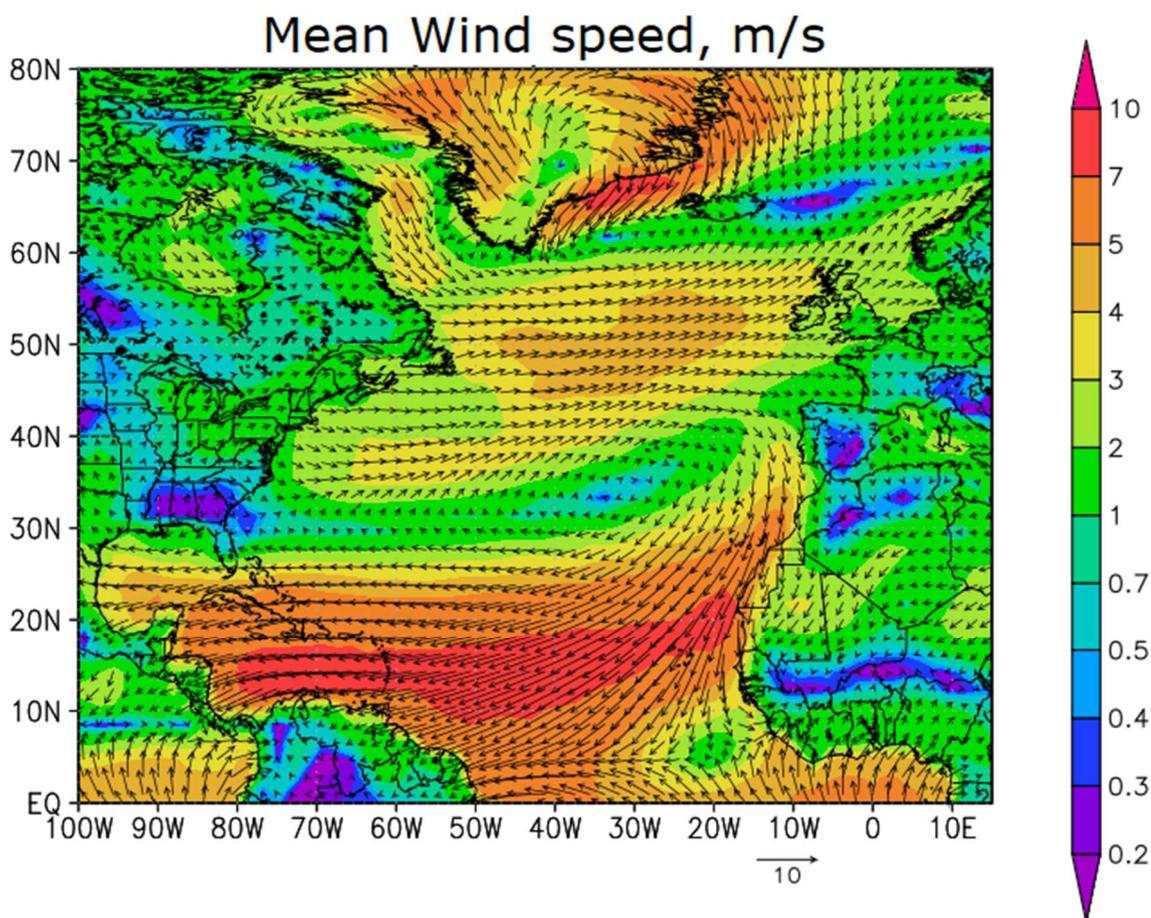


Рис. В.3. Скорость ветра на высоте 10 м, м/с

Приведем балк-формулы для расчета потоков тепла и соли.

На пространстве, не занятом льдом (открытой воде), поток тепла рассчитывается следующим образом:

$$Q_{OW} = Q_{SH} + Q_{LH} + 0,6Q_{SW} + Q_{LW}, \quad (C.1)$$

где:

$Q_{SH} = \rho_A c_A C_D (E_0 + |\vec{W}|)(T_A - T)$  – поток явного тепла;

$Q_{LH} = \rho_A q_E C_D (E_0 + |\vec{W}|)(Q_A - Q_{max})$  – поток скрытого тепла;

$Q_{SW} = SW_{DW} (1 - \alpha_W)$  – баланс коротковолновой радиации;

$Q_{LW} = LW_{DW} E_W - E_W \sigma_{SB} T^4$  – баланс длинноволновой радиации.

Здесь  $\rho_A$  – плотность воздуха,  $c_A$  – теплоемкость воздуха,  $q_E$  – удельная теплота парообразования,  $Q_{max}$  – влажность насыщенного пара как функция температуры и давления,  $\vec{W} = (W_\lambda - u|_{\sigma=0}; W_\lambda - v|_{\sigma=0})$  – скорость ветра относительно поверхности океана,  $C_D$  – безразмерный коэффициент, зависящий от свойств поверхности,  $E_0$  – параметр, характеризующий поток тепла для безветренной погоды и считающийся эквивалентным ветру в 1 м/с,  $\alpha_W$  – альbedo (коэффициент отражения) воды,  $E_W$  – коэффициент, характеризующий способность к излучению

(серость) воды,  $\sigma_{SB}$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $Q_{max}$  – влажность насыщенного пара как функция температуры и давления, рассчитываемая следующим образом [Gill, 1982]. Сначала рассчитывается давление насыщенного пара  $e$  над поверхностью океана (в паскалях):

$$e = 10^{\left[ \frac{0,7859 + 0,03477T}{1,0 + 0,0041} + 2 \right]} \quad (C.2)$$

где  $T$  – температура поверхности океана в градусах Цельсия. Затем рассчитывается сама влажность насыщенного пара:

$$Q_{max} = \frac{0,622e}{P_A - 0,378e} \quad (C.3)$$

При потоке коротковолновой радиации стоит коэффициент 0,6, поскольку в потоке тепла на поверхности присутствует только эта часть, а остальная проникает в глубинные слои океана с масштабом затухания по глубине 20 м.

Поток тепла подо льдом рассчитывается по формуле:

$$Q_{OI} = -\rho_0 c_w C_b(h_i)(T - T_F) + Q_{SWI}, \quad (C.4)$$

где  $h_i$  – толщина льда,  $c_w$  – теплоемкость воды,  $T_F$  – температура замерзания воды при данной солености [Makhtas, 1991],  $Q_{SWI}$  – часть коротковолновой радиации, проникающей под лед при отсутствии на нем снежного покрова. Безразмерный коэффициент  $C_b$  зависит от толщины льда [Ebert and Curry, 1993]:

$$C_b = \begin{cases} 1,26 \cdot \frac{10^{-2}W_*}{\sqrt{h_i}}, & h_i < 3, \\ 7,27 \cdot 10^{-3}W_*, & h_i \geq 3 \end{cases} \quad (C.5)$$

где толщина льда берется в метрах, а коэффициент  $W_* \approx 1 \div 3$  (скорость в ед. см/с). Таким образом, вводится сильная зависимость потока тепла от толщины льда для тонкого однолетнего льда.

Таким образом, полный нормированный поток тепла в ячейке рассчитывается по формуле:

$$q_\theta = \frac{1}{c_w \rho_w} (A_0 \cdot Q_{OW} + (1 - A_0) \cdot Q_{OI}) + \gamma_\theta (\theta_{obs} - \theta), \quad (C.6)$$

где  $A_0$  – доля ячейки, не занятая льдом.

Испарение рассчитывается из потока скрытого тепла:

$$E = \frac{Q_{LH}}{\rho_0 c_E}. \quad (C.6)$$

Граничное условие для потока солености в океан с учетом изменения массы льда и снега будет иметь вид:

$$Q_S = (S - S_i) \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial m_i}{\partial t} + S \cdot \min\left(0, \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial m_s}{\partial t}\right) - S \cdot PR_A \cdot \Phi(T_A, A_0) + S \cdot E \cdot A_0 + \gamma_S (S_{obs} - S) \quad (C.7)$$

где  $S_i$  - средняя соленость льда ( $\approx 4 \text{ } ^\circ/_{00}$ ),  $m_i, \partial m_s$  - масса льда и снега (на единицу площади),  $Q_{FW}$  - поток пресной воды, включающий в себя разность осадков и испарений, а также сток рек. Второе слагаемое означает, что поток солености, связанный с изменением массы снега, возникает только при уменьшении его массы – таянии, либо попадании в воду за счет таяния лежащего под ним льда. Эмпирическая функция  $\Phi$  определяет зависимость от температуры воздуха и от относительной доли открытой, не занятой льдом, воды [Weatherly and Walsh, 1996]:

$$\Phi(T_A, A_0) = \begin{cases} 1, & T_A \geq 5^\circ C, \\ A_0 + (1 - A_0)(T_A + 5)/10, & -5^\circ C < T_A < 5^\circ C \\ A_0, & T_A < -5^\circ C. \end{cases} \quad (C.8)$$

Таким образом, характер осадков в модели определяется по температуре воздуха – если последняя больше  $5^\circ C$ , то осадки считаются дождем, который не меняет свойств поверхности и целиком попадает в океан. При температуре меньше  $-5^\circ C$ , осадки счи-таются снегом и при наличии льда приводят к увеличению массы снежного покрова. Попадание осадков на открытую воду вызывает соответствующий поток солености.

Слагаемые с коэффициентами  $\gamma_\theta$  и  $\gamma_S$  в уравнениях (C.6) и (C.8) моделируют отрицательные обратные связи, имеющиеся при реальном взаимодействии атмосферы и океана. Они "привязывают" модельные значения температуры  $\theta$  и солености  $S$  к значениям температуры и солености на поверхности, полученным из наблюдений  $\theta_{obs}$  и  $S_{obs}$ , с некоторым временем релаксации.

Результирующее напряжение трения, действующее на воду, рассчитывалось по формуле:

$$\vec{\tau} = A_0 \cdot \vec{\tau}_a + (1 - A_0) \cdot \vec{\tau}_{wi}, \quad (C.9)$$

где  $\vec{\tau}_a$  – напряжение трения ветра, рассчитываемое следующим образом:

$$\vec{\tau}_a = \rho_a \cdot D \cdot |\vec{W}| \cdot \vec{W}, \quad (C.10)$$

где  $D = (1,1 + 0,0004 \cdot |\vec{W}|) \cdot 10^{-3}$  (скорость ветра в единицах см/с),  $\vec{\tau}_{iw}$  – напряжение трения, передаваемое океану льдом:

$$\vec{\tau}_{iw} = \rho_0 C_{wi} |\vec{u}_i - \vec{u}_w| (\vec{u}_i - \vec{u}_w), \quad (C.11)$$

где  $C_{wi}$  – коэффициент трения между водой и льдом.

## Список литературы

- Аверьянова Е.А., Полонский А.Б. Резкие климатические изменения в прошлом и их связь с режимами меридиональной циркуляции в атлантическом океане // *Фундаментальная и прикладная климатология*. 2017. № 1. С.20–53. DOI: 10.21513/2410-8758-2017-1-20-53
- Володин Е.М., Гусев А.В., Дианский Н.А., Ибраев Р.А., Ушаков К.В. Воспроизведение циркуляции мирового океана по сценарию CORE-II с помощью численных моделей // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2018. Т. 54. № 1. С. 97–111.
- Володин Е.М., Дианский Н.А. Воспроизведение Эль-Ниньо в совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана // *Метеорология и гидрология*. 2004. № 12. С. 5–14.
- Володин Е.М., Дианский Н.А. Моделирование изменений климата в 20-22 столетиях с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2006. Т. 42. № 3. С. 291–306.
- Володин Е.М., Дианский Н.А. Отклик совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана на увеличение содержания углекислого газа // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2003. Т. 39. № 2. С. 193–210.
- Володин Е.М., Дианский Н.А., Гусев А.В. Воспроизведение и прогноз климатических изменений в 19-21 веках с помощью модели земной климатической системы ИВМ РАН // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2013. Т. 49. № 4. С. 379–400.
- Володин Е.М., Дианский Н.А., Гусев А.В. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана INMCM4.0 // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2010. Т. 46. № 4. С. 448–466.
- Горбушкин А. Р., Демидов А. Н. Изменчивость термохалинных характеристик на  $\sim 26,5^\circ$  с. ш. по данным трансатлантических океанологических разрезов и реанализов // *Метеорология и гидрология*. 2019. №7. С. 64 – 77.
- Гусев А.В., Дианский Н.А. Воспроизведение циркуляции Мирового океана и ее климатической изменчивости в 1948-2007 гг. с помощью модели INMOM // *Изв. РАН. Физ. атм. и океана*. 2014. Т. 50. № 1. С. 3–15.
- Демидов А. Н. О выделении промежуточных и глубинных водных масс в Южной Атлантике // *Океанология*. 2003. Т. 43, № 2. С. 165–175.

- Демидов А. Н., Добролюбов С. А. Меридиональный перенос тепла в океанах по данным широтных разрезов // Метеорол. и гидрол. 2001. № 10. С. 40–47.
- Демидов А. Н., Добролюбов С. А. Перенос придонных вод через разлом вима срединно-атлантического хребта // Доклады Академии наук. — 2007. — Т. 416, № 3. — С. 395–399.
- Демин Ю.Л., Ибраев Р.А., Саркисян А.С. Калибрация моделей циркуляции и воспроизведения климата Мирового океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 10. С. 1054–1067.
- Дианский Н. А., Багно А. В., Залесный В. Б. Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 4. С. 537–556.
- Дианский Н.А. Моделирование циркуляции океана и исследование его реакции на короткопериодные и долгопериодные атмосферные воздействия. Москва: Физматлит. 2013. 272 с.
- Дианский Н.А., Багатинский В.А. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 157–170.
- Дианский Н.А., Володин Е.М. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 6. С. 824–840.
- Дианский Н.А., Залесный В.Б., Мошонкин С.Н., Русаков А.С. Моделирование муссонной циркуляции Индийского океана с высоким пространственным разрешением // Океанология. 2006. Т. 46. № 4. С. 421–442.
- Зеленько, А. А., Реснянский, Ю. Д., Вильфанд, Р. М., Струков, Б. С., Цырульников, М. Д., and Свиренко, П. И. (2016). Система усвоения океанографических данных и ретроспективный анализ гидрофизических полей Мирового океана. Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана, 52(4):501–513.
- Крашенинникова С. Б. Водные массы и переносы тепла в Северной Атлантике / Институт морских биологических исследований им. А. О. Ковалевского РАН. Симферополь : ИТ «Ариал», 2019. 124 с. DOI: 10.21072/978-5-907162-84-6
- Крашенинникова С. Б., Демидов А. Н. Меридиональный перенос водных масс на разрезе ~ 26° с. ш. в Атлантике по данным прямых измерений и океанических реанализов // Морские

исследования и образование: MARESEDU-2017 : тр. VI Междунар. науч.-практ. конф., 30 окт. – 2 нояб., 2017. Москва, 2017. С. 94–97.

Лаппо С.С., Гулев С.К., Рождественский А.Е. Крупномасштабное тепловое взаимодействие в системе океан-атмосфера и энергоактивные области Мирового океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1990. - 336 с.

Лаппо С.С. О причинах адвекции тепла на север в Атлантическом океане // Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы. Москва: Гидрометеиздат. 1984. С. 125–129.

Лаппо С.С., Соков А.В., Терещенков В.П., Добролюбов, С.А. 1997. Океан и колебания климата. – Российская наука: выстоять и возвратиться, Межд. Научн. Фонд РФФИ. – М., Наука, с. 245-251.

Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. СПб: «Лань», 2009. 608 с.

Панин Г. Н., Дианский Н. А., Соломонова И. В., Гусев А. В., Выручалкина Т. Ю. Оценка климатических изменений в Арктике в XXI столетии на основе комбинированного прогностического сценария // Арктика: экология и экономика. 2017. Т. 2. № 26. С. 35–52.

Панин Г.Н., Дианский Н.А. Колебания уровня Каспийского моря и климата Северной Атлантики. Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014, Т. 50, №. 3, с. 304–316.

Полонский А.Б. 2010. Развитие теории циркуляции Мирового океана для решения климатических задач. – В сб.: Современные проблемы динамики океана и атмосферы. Сборник статей, посвященный 100-летию со дня рождения проф. П.С. Линейкина /под редакцией А.В. Фролова и Ю.Д. Реснянского. – Федеральная служба по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды. Гос. учреждение «Гидрометцентр России», Москва, с. 227-249.

Соколов В.А., Соков А.В., Грузинов В.М. О влиянии океана на потепление климата в Северном полушарии // Процессы в геосредах, 2018. Т. 1. № 14. С. 773–779.

Федоров К.Н. 1976. Тонкая термохалинная структура вод океана. – Л., Гидрометеиздат, 184 с.

Яковлев Н.Г. Восстановление крупномасштабного состояния вод и морского льда Северного Ледовитого океана в 1948-2002 гг. Часть 1: Численная модель и среднее состояние // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 3. С. 1-16.

Atkinson C.P., Rayner N.A., Kennedy J.J., Good S.A. An integrated database of ocean temperature and salinity observations // J. Geophys. Res. Oceans. 2014. V. 119. P. 7139–7163.

- Balmaseda M.A., Mogensen K. Weaver A. Evaluation of the ECMWF Ocean Reanalysis ORAS4 // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2013. V. 139. I. 674. P. 1132-1161.
- Balmaseda, M. A., F. Hernandez, A. Storto, M. D. Palmer, O. Alves, L. Shi, G. C. Smith, T. Toyoda, M. Valdivieso, B. Barnier, D. Behringer, T. Boyer, Y-S. Chang, G. A. Chepurin, N. Ferry, G. Forget, Y. Fujii, S. Good, S. Guinehut, K. Haines, Y. Ishikawa, S. Keeley, A. Köhl, T. Lee, M. Martin, S. Masina, S. Masuda, B. Meyssignac, K. Mogensen, L. Parent, K. A. Peterson, Y. M. Tang, Y. Yin, G. Vernieres, X. Wang, J. Waters, R. Wedd, O. Wang, Y. Xue, M. Chevallier, J-F. Lemieux, F. Dupont, T. Kuragano, M. Kamachi, T. Awaji, A. Caltabiano, K. Wilmer-Becker, F. Gaillard (2014), The Ocean Reanalyses Intercomparison Project (ORA-IP), J. Operational Oceanogr., \*8\*, S1, s80–s97, 10.1080/1755876X.2015.1022329.
- Biastoch, A., J. R. E. Lutjeharms, C. W. Boning, and M. Scheinert (2008), Mesoscale perturbations control inter-ocean exchange south of Africa, Geophys. Res. Lett., 35, L20602, doi:10.1029/2008GL035132.
- Boyer T. P., Antonov J. I., Baranova O. K. et al. World Ocean Database 2009 // NOAA Atlas NESDIS. 2009. V. 66. P. 1–216.
- Boyer T.P., Antonov J.I., Baranova O.K. et al. World Ocean Database 2013 // NOAA Atlas NESDIS. 2013. V. 72. P. 1–209.
- Broecker W.S. The great ocean conveyor // Oceanography. 1991. V. 4. P. 79–89.
- Bryan F. 1986. High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulations. – Nature, vol. 323, No. 6086, pp. 301-304. doi:10.1038/323301a0.
- Bryden D., San S., Bleck R. A new approximation of the equation of state for seawater, suitable for numerical ocean model s// J. Geoph. Res. 1999. V. 104, N. C1. P. 1537–1540.
- Bryden H. L., Hall M. M. Heat transport by currents across 25°N latitude in the Atlantic Ocean // Science. 1980. Vol. 207, no. 4433. P. 884–886. <https://doi.org/10.1126/science.207.4433.884>.
- Bryden, H. L., H. R. Longworth, and S. A. Cunningham (2005), Slowing of the Atlantic meridional overturning circulation at 24°N, Nature, 438, 655– 657.
- Caesar L., Rahmstorf S., Robinson A. et al. Observed fingerprint of a weakening Atlantic Ocean overturning circulation // Nature. 2018. V. 556. P. 191–196.
- Chylek, P., Folland, C.K., Dijkstra, H.A., Lesins, G., Dubey, M.K.: Ice-core data evidence for a prominent near 20 year time-scale of the Atlantic Multidecadal Oscillation. Geophys. Res. Lett. 38(13), L13704 (2011). doi: 10.1029/2011GL047501.

- Colin de Verdière, A., Huck, T.: Baroclinic instability: An oceanic wavemaker for interdecadal variability. *J. Phys. Oceanogr.* 29(5), 893–910 (1999).
- Collins, M., Botzet, M., Carril, A. F., Drange, H., Jouzeau, A., Latif, M., Masina, S., Otteraa, O. H., Pohlmann, H., Sorteberg, A., Sutton, R. T., and Terray, L.: Interannual to 10 decadal climate predictability in the North Atlantic: a multimodel-ensemble study, *J. Climate*, 19, 1195–1202, 2006.
- Cunningham S. A., Kanzow T., Rayner D., et. al. Temporal Variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26.5°N // *Science*. 2007. Vol. 317, iss. 5840. P. 935–938.  
<https://doi.org/10.1126/science.1141304>.
- Cunningham, S. A., Roberts, C. D., Frajka-Williams, E., Johns, W. E., Hobbs, W., Palmer, M. D., Rayner, D., Smeed, D. A., and McCarthy, G.: Atlantic Meridional Overturning Circulation slowdown cooled the subtropical ocean, *Geophys. Res. Lett.*, online first, doi:10.1002/2013GL058464, 2013.
- Danabasoglu G., Yeager S.G., Bailey D. et al.* North Atlantic simulations in Coordinated Ocean-ice Reference Experiments phase II (CORE-II). Part I: Mean states // *Ocean Modelling*. 2014. V. 73. P. 76–107. (<https://data1.gfdl.noaa.gov/nomads/forms/core/COREv2.html>)
- Danabasoglu G., Yeager S.G., Kim W.M. et al. North Atlantic simulations in Coordinated Ocean-ice Reference Experiments phase II (CORE-II). Part II: Inter-annual to decadal variability // *Ocean Modelling*. 2016. V. 97. P. 65–90.
- De Mey-Frémaux, P., Ayoub, N., Barth, A., Brewin, R., Charria, G., Campuzano, F., et al. (2019). Model-observations synergy in the coastal ocean. *Front. Mar. Sci.* 6:436. doi: 10.5670/oceanog.2009.76
- Delworth T., Manabe S., Stouffer R. J. Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled atmosphere-ocean model // *J. Clim.* 1993. V. 6. P. 1993–2011.
- Delworth, T. L., and M. E. Mann (2000), Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere, *Clim. Dyn.*, 16(9), P. 661–676
- Diansky N. A., Sukhonos P. A. Multidecadal Variability of Hydro-Thermodynamic Characteristics and Heat Fluxes in North Atlantic // *Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes*. 2018. P. 125–137.
- Dima M., Lohmann G. A. hemispheric mechanism for the Atlantic multidecadal oscillation // *J. Clim.* 2007. V. 20. P. 2706–2719.
- Dong, B.-W. and Sutton, R. T.: The dominant mechanisms of variability in Atlantic Ocean heat transport in a coupled ocean-atmosphere GCM, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2445–2448, 2001.

- Ebert E. E., Curry J. A. An intermediate one-dimensional thermodynamic sea ice model for investigating ice-atmosphere interactions // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 10085– 10109.
- Eden, C., Jung, T.: North Atlantic interdecadal variability: oceanic response to the North Atlantic Oscillation (1865–1997). *J. Clim.* 14(5), 676–691 (2001).
- Eden, C., Willebrand, J.: Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation. *J. Clim.* 14(10), 2266–2280 (2001).
- Egbert G.D. and Erofeeva S.Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2002. V. 19(2). P. 183-204.
- Enfield D.B., Mestas-Nunez A.M., Trimble P.J. The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall river flows in the continental U.S // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 2077–2080. (<https://psl.noaa.gov/data/timeseries/AMO/>)
- Frajka-Williams, E. (2011). RAPID: Observations of the meridional overturning circulation at 26N. UK Challenger Society: Ocean Challenge, 18, 14–18.
- Frankcombe, L.M., Dijkstra, H.A., Von der Heydt, A.: Noise-induced multidecadal variability in the North Atlantic: excitation of normal modes. *J. Phys. Oceanogr.* 39(1), 220–233 (2009).
- Frankcombe, L.M., Dijkstra, H.A.: Coherent multidecadal variability in North Atlantic sea level. *Geophys. Res. Lett.* 36(15), L15604 (2009). doi: 10.1029/2009GL039455.
- Frankcombe, L.M., Dijkstra, H.A.: The role of Atlantic – Arctic exchange in North Atlantic multidecadal climate variability. *Geophys Res Lett.* 38(16), L16603 (2011). doi: 10.1029/2011GL048158.
- Ganachaud, A., and C. Wunsch, Large scale ocean heat and freshwater transports during the World Ocean Circulation Experiment, *J. Clim.*, 16, 696– 705, 2003.
- Ganopolski, A., and S. Rahmstorf (2001), Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model, *Nature*, 409, 153 – 158.
- Gill, A.E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York, 1982
- Good S. A., Martin M. J., Rayner N.A. EN4: quality controlled ocean temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with uncertainty estimates // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2013. V. 118. P. 6704–6716.

- Gouretski V., Reseghetti F. On depth and temperature biases in bathythermograph data: development of a new correction scheme based on analysis of a global ocean database // *Deep-Sea Research I*. 2010. V. 57. P. 812–834. (<https://www.metoffice.gov.uk/hadobs/en4/>)
- Griffies S.M., Biastoch A., Boening C. et al. Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs) // *Ocean Modelling*. 2009. V. 26. P. 1–46.
- Griffies S.M., Winton M., Samuels B., et al. Datasets and protocol for the CLIVAR WGOMD coordinated ocean–sea ice reference experiments (COREs) // *WCRP Report No. 21/2012*. 2012. P. 21.
- Griffies, S.M., Tziperman, E.: A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmospheric forcing. *J. Clim.* 8(10), 2440–2453 (1995).
- Guan, B., Nigam, S.: Analysis of Atlantic SST variability factoring interbasin links and the secular trend: Clarified structure of the Atlantic multidecadal oscillation. *J. Clim.* 22(15), 4228–4240 (2009).
- Gusev, A.V., Diansky, N.A.: Numerical simulation of the world ocean circulation and its climatic variability for 1948–2007 using the INMOM. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 50(1), 1–12 (2014).
- Hansen, J. E., Ruedy, M. Sato, M. Imhoff, W. Lawrence, D. Easterling, T. Peterson, and T. Karl (2001), A closer look at United States and global surface temperature change, *J. Geophys. Res.*, 106, 23,947– 23,963, doi:10.1029/2001JD000354.
- Hogg, N.G., 2001: Quantification of the deep circulation. In: *Ocean Circulation and Climate* [Siedler, G., J.A. Church, and J. Gould (eds.)]. Academic Press, San Diego, pp. 259–270.
- Huang R.X., Luyten J.R., Stommel H.M. 1992. Multiple equilibrium states in combined thermal and saline circulation. – *Journal of Physical Oceanography*, vol. 22, No. 3, pp. 231–246. doi: 10.1175/1520-0485(1992)022<0231:MESICT> 2.0.CO;2.
- Hunke E.C and J.K. Dukowicz. An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics // *J. Phys. Oceanogr.* 1997. V. 27. P. 1849–1867.
- Hunke E.C. Viscous-plastic sea ice dynamics in the EVP model: Linearization issues // *J. Comput. Phys.* 2001. V. 170. P. 18–38.
- Ingleby B., Huddleston M. Quality control of ocean temperature and salinity profiles – historical and real-time data // *J. Mar. Syst.* 2007. V. 65. P. 158–175.
- Johns, W. E., Baringer, M. O., Beal, L. M., Cunningham, S. A., Kanzow, T., Bryden, H. L., Hirschi, J. J.-M., Marotzke, J., Meinen, C. S., Shaw, B., and Curry, R.: Continuous, array-based estimates of

- Atlantic Ocean heat transport at 26.5° N, *J. Climate*, 24, 2429–2449, doi:10.1175/2010JCLI3997.1, 2011.
- Jungclauss, J.H., Haak, H., Latif, M., Mikolajewicz, U.: Arctic-North Atlantic interactions and multidecadal variability of the meridional overturning circulation. *J. Clim.* 18(19), 4013–4031 (2005). doi: 10.1175/JCLI3462.1.
- Kanzow, T., et al. (2010), Seasonal variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26.5°N, *J. Clim.*, 23, 5678–5698.
- Karspeck, A. R., and et al, 2015: Comparison of the Atlantic meridional overturning circulation between 1960 and 2007 in six ocean reanalysis products. *Climate Dyn.*, 49, 957–982, <https://doi.org/10.1007/s00382-015-2787-7>.
- Keenlyside, N., Latif, M., Botzet, M., Jungclauss, J. & Schulzweida, U. A coupled method for initializing El Niño Southern Oscillation forecasts using sea surface temperature. *Tellus A* 57, 340–356 (2005)
- Kerr R.A. A North Atlantic climate pacemaker for the centuries // *Science*. 2000. V. 288. P. 1984–1985.
- Knight J.R., Folland C.K., Scaife A.A. Climate impacts of the Atlantic multidecadal oscillation // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. L17706.
- Knight, J., Allan, R., Folland, C., Vellinga, M., Mann, M.E.: A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate. *Geophys. Res. Lett.* 32(20), L20708 (2005). doi: 10.1029/2005GL024233.
- Koenig J., Rash J. A., Campbell T. S., Thayer J. F., Kaess M. (2017). A meta-analysis on sex differences in resting-state vagal activity in children and adolescents. *Front. Physiol.* 8:582. 10.3389/fphys.2017.00582
- Köhl, A. Evaluation of the GECCO2 Ocean Synthesis: Transports of Volume, Heat and Freshwater in the Atlantic // *Q. J. R. Met. Soc.* 2015. V. 141. I. 686. P. 166-181.
- Lazier JR, Pickart RS, Rhines PB (2001) Deep convection. In: *Ocean Circulation and Climate } Observing and Modelling the Global Ocean*. London: Academic Press.
- Lin P., Yu Z., Lu J. et al. Two regimes of Atlantic Multidecadal Oscillation: cross-basin dependent or Atlantic-intrinsic // *Science Bulletin*. 2019. V. 64. № 3. P. 198-204.

- Liu Z. Dynamics of interdecadal climate variability: A historical perspective // *J. Clim.* 2012. V. 25. P. 1963–1995.
- Locarnini R. A., Mishonov A. V., Antonov J. I. et al. *World Ocean Atlas 2013, Volume 1: Temperature* // NOAA Atlas NESDIS. 2013. V. 73, P. 1–40.
- Maidens, A., Arribas, A., Scaife, A. A., MacLachlan, C., and Peterson, D.: The Influence of Surface Forcings on Prediction of the North Atlantic Oscillation Regime of Winter 2010–11, *Mon. Weather Rev.*, 141, 3801–3813, doi:10.1175/MWR-D-13-00033.1, 2013.
- Makshitas A.P. The heat budget of Arctic ice in the winter // International Glaciological Society. 1991. Cambridge CB2 1ER UK. 77 p.
- Manabe S., Stouffer R. J. 1988. Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. – *Journal of Climate*, vol. 1, No. 9, pp. 841–866. doi: 10.1175/1520-0442(1988)001<0841:TSEOAC>2.0.CO;2
- Mantua, N.J., Hare, S.R.: The Pacific Decadal Oscillation. *J. Oceanogr.* 58(1), 35–44 (2002).
- Marchuk G.I., Rusakov A.S., Zalesny V.B., Diansky N.A. Splitting Numerical Technique with Application to the High Resolution Simulation of the Indian Ocean Circulation // *Pure appl. geophys.* 2005. V. 162. P. 1407–1429.
- Masina, S., and Storto, A. (2017). Reconstructing the recent past ocean variability: status and perspective. *J. Mar. Res.* 75, 727–764. doi: 10.1357/002224017823523973
- Matei, D., Baehr, J., Jungclaus, J. H., Haak, H., Müller, W. A., and Marotzke, J.: Multiyear prediction of monthly mean Atlantic meridional overturning circulation at 26.5° N, *Science*, 335, 76–79, doi:10.1126/science.1210299, 2012.
- McCarthy, G., Frajka-Williams, E., Johns, W. E., Baringer, M. O., Meinen, C. S., Bryden, H. L., Rayner, D., Ducez, A., Roberts, C., and Cunningham, S. A.: Observed interannual variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5° N, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L19609, doi:10.1029/2012GL052933, 2012.
- McDougall T.J., Barker P.M. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox // SCOR/IAPSO WG127. 2011. P. 1–28.
- Meehl, G.A., Covey, T., Delworth, M., Latif, B., McAvaney, J.F.B., Mitchell, R.J., Stouffer, and K.E. Taylor. 2007. The WCRP CMIP3 multimodel dataset: A new era in climate change research. *Bulletin of the American Meteorological Society* 88(9):1,383–1,394, <https://doi.org/10.1175/BAMS-88-9-1383>.

- Munk, W. H., & Wunsch, C. (1998). Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Research I*, 45, 1977–2010.
- Munk, W.H., 1966: Abyssal recipes. *Deep-Sea Res.*, 13, 707-730.
- Olsen, A., K. R. Brown, M. Chierici, T. Johannessen, and C. Neill (2008), Sea-surface CO<sub>2</sub> fugacity in the subpolar North Atlantic, *Biogeosciences*, 5, 535– 547.
- Osafune, S., S. Masuda, N. Sugiura, Doi T. Evaluation of the applicability of the Estimated State of the Global Ocean for Climate Research (ESTOC) dataset // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. I. 12. P. 4903–4911.
- Parkinson, C.L. and Washington W.M. A large-scale numerical model of sea ice // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 311–337.
- Polonskii A.B. Atlantic multidecadal oscillation and its manifestations in the Atlantic-European region // *Phys. Oceanogr.* 2008. V. 18. № 4. P. 227–236.
- Polonsky A.B. Interdecadal variability in the ocean-atmosphere system // *Russian Meteorology and Hydrology.* 1998. V. 5. P. 37–44.
- Rahmstorf S. 2006. Thermohaline Ocean Circulation. – In: *Encyclopedia of Quaternary Sciences* /edited by S.A. Elias. – Elsevier, Amsterdam, pp. 1 –10.
- Rayner MJ, Hauber ME, Steeves TE, Lawrence HA and others (2011) Contemporary and historic separation of trans -hemispheric migration between two genetically distinct seabird populations. *Nat Commun* 2: 332
- Reid, J. L. (1979). On the contribution of the Mediterranean Sea outflow to the Norwegian-Greenland Sea. *Deep-Sea Res.*, 26:1199-1223.
- Roemmich, D., and C. Wunsch, Two transatlantic sections: Meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean, *Deep Sea Res.*, Part A, 32, 119– 664, 1985.
- Schlesinger M.E., Ramankutty N. An oscillation in the global climate system of period 65–70 years // *Nature.* 1994. V. 367. P. 723–726.
- Schmittner, A., E. Brook and J. Ahn (2007) Impact of the ocean’s overturning circulation on atmospheric CO<sub>2</sub>, in *Ocean Circulation: Mechanisms and Impacts*, AGU Geophysical Monograph Series, vol. 173, edited by A. Schmittner, J. Chiang, and S. Hemming, pp. 209-246, American Geophysical Union

- Sijp W.P., England M.H. Southern hemisphere westerly wind control over the ocean's thermohaline circulation // *J. Clim.* 2009. Vol. 22. P. 1277-1286.
- Sijp W.P., England M.H. The effect of a northward shift in the southern hemisphere westerlies on the global ocean // *Progress Oceanogr.* 2008. Vol. 79. P. 1-19.
- Smeed D., McCarthy G., Rayner D., et. al. Atlantic meridional overturning circulation observed by the RAPID-MOCHA-WBTS (RAPID-Meridional Overturning Circulation and Heatflux Array-Western Boundary Time Series) array at 26°N from 2004 to 2015 / British Oceanographic Data Centre – Natural Environment Research Council. UK, 2016. <https://doi.org/10.5285/35784047-9b82-2160-e053-6c86abc0c91b>.
- Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K. B., Tignor, M., and Miller, H. L. IPCC: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Cambridge University Press, 2007.
- St. Laurent, L. C. and Garrett, C. (2002). The role of internal tides in mixing the deep ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 32(10):2882–2899.
- Stepanov V. N., Iovino D., Masina S., Storto A., Cipollone A. Methods of calculation of the Atlantic meridional heat and volume transports from ocean models at 26.5°N // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2016. V. 121. P. 1459–1475.
- Stocker T.F., Qin D., Plattner G.K., Tignor M., Allen S.K., Boschung J., Nauels A., Xia Y., Bex V., Midgley P.M. (eds.). IPCC: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge (UK) and New York (USA): Cambridge University Press. 2013. 1535 p.
- Stolpe M, Medhaug I, Sedláček J, Knutti R (2018) Multidecadal Variability in Global Surface Temperatures Related to the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Journal of Climate.* 31 <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-17-0444.1>
- Stommel H.M. 1961. Thermohaline convection with two stable regimes of flow. – *Tellus*, vol. 13, pp. 224-230. doi: 10.1111/j.2153-3490.1961.tb00079.x.
- Stommel H.M., Csanady G.T. A relation between the T-S curve and global heat and atmospheric water transports // *J. Geophys. Res.* -1980. - V.85. - №C1.-P. 495-501.
- Stommel, H. and A. Arons: 1960, On the abyssal circulation of the world ocean. I. Stationary planetary flow patterns on a sphere & II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in ocean basins. *Deep Sea Res.*, 6, 140–154 & 202–206.

- Storto, A., and Coauthors, 2019: The added value of the multi-system spread information for ocean heat content and steric sea level investigations in the CMEMS GREP ensemble reanalysis product. *Climate Dyn.*, 53, 287–312, <https://doi.org/10.1007/s00382-018-4585-5>.
- Stouffer, R. J., and Coauthors, 2006: Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and future climate changes. *J. Climate*, 19, 1365–1387.
- Taylor K.E., Stouffer R.J., Meehl G.A. An overview of CMIP5 and the experiment design // *Bull. Am. Met. Soc.* 2012. V. 93. P. 485–498.
- Te Raa, L.A., Dijkstra, H.A.: Instability of the thermohaline ocean circulation on interdecadal timescales. *J. Phys. Oceanogr.* 32(1), 138–160 (2002).
- Tett, S. F. B., Sherwin, T. J., Shrivastava, A., & Browne, O. (2014). How much has the North Atlantic Ocean Overturning Circulation changed in the last 50 years? *J Climate*, 27(16), 6325–6342. <https://doi.org/10.1175/jcli-d-12-00095.1>
- Thierry V., Mercier H., Treguier A.-M. Seasonal fluctuations in the deep central equatorial Atlantic Ocean: A data-model comparison // *Ocean Dynamics*. 2006. V. 56. P. 5 – 6.
- Thomas, M. D., de Boer, A. M., Stevens, D. P., and Johnson, H. L.: Upper ocean manifestations of a reducing meridional overturning circulation, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L16609, doi:10.1029/2012GL052702, 2012.
- Timmermann A., Latif M., Voss R., Grotzner A. Northern hemispheric interdecadal variability: a coupled air-sea mode // *J. Clim.* 1998. V. 11. P. 1906–1931.
- Ting, M., Kushnir, Y., Seager, R., Li, C.: Forced and internal twentieth-century SST trends in the North Atlantic. *J. Clim.* 22(6), 1469–1481 (2009).
- Toggweiler J.R., Samuels B. 1993. Is the magnitude of the deep outflow from the Atlantic Ocean actually governed by Southern Hemisphere winds? – In: *The global carbon cycle* /M. Heimann Ed. – NATO ASI Ser. I, Springer-Verlag, vol. 15, pp. 303-331. doi: 10.1007/978-3-642-84608-3\_13.
- Toggweiler J.R., Samuels B. 1995. Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation. – *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* , vol. 42, No 4, pp. 477-500. doi: 10.1016/0967-0637(95)00012-U.
- Toggweiler J.R., Samuels B. 1998. On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing. – *Journal of Physical Oceanography*, vol. 28, No. 9, pp. 1832-1852. doi: 10.1175/1520-0485(1998)028<1832:OTOSLS>2.0.CO;2.

- Trenberth K.E., Shea D.J. Atlantic hurricanes and natural variability in 2005 // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. L12704.
- Tziperman E. 2000. Proximity of the present-day thermohaline circulation to an instability threshold. – *Journal of Physical Oceanography*, vol. 30, No. 1, pp. 90-104. doi: 10.1175/1520-0485(2000)030<0090:POTPD>2.0.CO;2.
- van Aken H.M., G. Becker Hydrography and through-flow in the North-Eastern North Atlantic Ocean: the NANSEN project *Prog. Oceanogr.*, 38 (1996), pp. 297-346
- van Aken H.M., *The Oceanic Thermohaline Circulation: An Introduction* // Springer Science & Business Media, 2007. Vol.39
- Vellinga, M., and R. A.Wood, 2002: Global climatic impacts of a collapse of the Atlantic thermohaline circulation. *Climate Change*, 54, 251–267.
- Venegas, S.A., Mysak, L.A.: Is there a dominant timescale of natural climate variability in the Arctic *J. Clim.* 13(19), 3412–3434 (2000).
- Volodin E. M. The nature of 60-year oscillations of the Arctic climate according to the data of the INM RAS climate model // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling.* 2018. V. 33. № 6. P. 1–9.
- Volodin E. M., Mortikov E. V., Kostykin S. V. et al. Simulation of modern climate with the new version of the INM RAS climate model // *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics.* 2017. V. 53. № 2. P. 142–155.
- Volodin E.M. The mechanism of multidecadal variability in the Arctic and North Atlantic in climate model INMCM4 // *Environ. Res. Lett.* 2013. V. 8. № 3. 035038.
- Voskresenskaya E.N., Polonskii A.B. Low-frequency variability of hydrometeorological fields and heat fluxes over the North Atlantic // *Phys. Oceanogr.* 2004. V. 14. № 4. P. 203–220.
- Wang C., Dong S., Munoz E. Seawater density variations in the North Atlantic and the Atlantic meridional overturning circulation // *Clim. Dyn.* 2010a. V. 34. P. 953–968.
- Wang, C., Dong, S., Evan, A.T., Foltz, G.R., Lee, S.-K.: Multidecadal covariability of North Atlantic sea surface temperature, African dust, Sahel rainfall, and Atlantic hurricanes. *J. Clim.* 25(15), 5404–5415 (2012).
- Wang, W., A.Kohl, and D.Stammer, 2010b: Estimates of global ocean volume transports during 1960 through 2001. *Geophys. Res. Lett.*, 37, L15601, doi:<https://doi.org/10.1029/2010GL043949>.

Weatherly, J.W. and J.E. Walsh. The effects of precipitation and river runoff in a coupled ice-ocean model of the Arctic // *Clim. Dyn.* 1996. V. 12. P. 785–798.

Weaver A.J., Bitz C. M., Fanning A. F., Holland M. M. 1999. Thermohaline circulation: High-latitude phenomena and the difference between the Pacific and Atlantic. – *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 27, No. 1, pp. 231-285. doi: 10.1146/annurev.earth.27.1.231.

Williams R. G., Roussenov V., Smith D., Lozier M. S. Decadal Evolution of Ocean Thermal Anomalies in the North Atlantic: The Effects of Ekman, Overturning, and Horizontal Transport // *Journal of Climate*. 2014. V. 27. P. 698–719.

Wunsch C, Ferrari R (2004) Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu Rev Fluid Mech* 36:281–314

Wunsch, C., and P. Heimbach, 2006: Practical global oceanic state estimation. *Physica D*.

Xu, S., Chen, L., Chen, H., Li, J., Lin, W., and Qi, D.: Seaair CO<sub>2</sub> fluxes in the Southern Ocean for the late spring and early summer in 2009, *Remote Sens. Environ.*, 175, 158–166, doi:10.1016/j.rse.2015.12.049, 2016.

Zhang S., Harrison M. J., Rosati A., Wittenberg A. T. System design and evaluation of coupled ensemble data assimilation for global oceanic climate studies // *Mon. Weather Rev.* 2007. V. 135. I. 10. P. 3541–3564.

Zuo, H., Balmaseda, M. A., de Boisseson, E., Hirahara, S., Chrust, M., and De Rosnay, P., A generic ensemble generation scheme for data assimilation and ocean analysis. ECMWF Tech Memo., <https://doi.org/10.21957/cub7mq0i4>, 2017.

Zweng M.M, Reagan J.R., Antonov J.I. et al. World Ocean Atlas 2013, Volume 2: Salinity. // NOAA Atlas NESDIS. 2013. V. 74. P. 1–39.