Часть первая

РЕГИОНАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

О СУБТРОПИЧЕСКИХ МАКСИМУМАХ НАД АТЛАНТИЧЕСКИМ ОКЕАНОМ В СИСТЕМЕ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ

Р. В. Абрамов

Антициклонические ячейки между 20 и 40° широты в обоих полушариях представляют одну из главнейших проблем общей циркуляции атмосферы. До сих пор неясно, почему субтропические антициклоны усиливаются или ослабевают в зависимости от сезона и географического положения. Мнения и сведения, относящиеся к субтропическим антициклонам, рассредоточены во многих статьях; сводных работ еще нет, но они безусловно необходимы. В первой части предлагаемой работы обсуждаются взгляды и оценки, позволяющие подойти к совместному анализу обоих атлантических максимумов, который излагается в ее второй части.

I

О сопряженности циркуляции над северным и южным полушариями

В настоящее время вопрос о сопряженности отдельных звеньев общей циркуляции атмосферы не вызывает сомнений. В ряде работ основное внимание исследователей направлено на выяснение взаимосвязи процессов в американском и евразийском, атлантическом и тихоокеанском секторах северного полушария [1—4].

Проблемы взаимодействия процессов в северном и южном полушариях в связи со своими исследованиями в области атмосферной энергетики рассматривает Е. П. Борисенков [5—7]. Он приводит данные о запасах кинетической энергии среднего зонального потока в атмосфере северного и южного полушарий в различные сезоны. Расчет выполнен по данным о геострофическом ветре, снятым с карт средних месячных значений геопотенциала стандартных изобарических поверхностей (табл. 1).

Из этих данных следует, что в январе запасы кинетической энергии зонального движения примерно одинаковы, в июле наблюдается значительный контраст. Еще большие контрасты следует ожидать в октябре — ноябре (наибольшая интенсивность процессов в северном полушарии) и апреле — мае (интенсификация процессов южного полушария). Именно в эти периоды должен быть наиболее интенсивно развит процесс обмена количеством движения между атмосферой северного и южного полушарий.

Таблица 1

Энергетический баланс средней атмосферы

(по Борисенкову)

Характеристика	Северное полушарие		Южное полушарие	
	Январь	Июль	Январь	Июль
Масса, *г*	$265 \cdot 10^{19}$	$564 \cdot 10^{19}$	$264 \cdot 10^{19}$	$265 \cdot 10^{19}$
Энергия, *эрг*				
кинетическая	$406 \cdot 10^{25}$	$191 \cdot 10^{25}$	$386 \cdot 10^{25}$	$706 \cdot 10^{25}$
потенциальная	$177 \cdot 10^{28}$	$183 \cdot 10^{28}$	$179 \cdot 10^{28}$	$176 \cdot 10^{28}$

Таким образом, Е. П. Борисенков исходит из факта существования обмена количеством движения между полушариями; механизм обмена, по его мнению, заключается в крупномасштабной атмосферной турбулентности.

Расчет воздухообмена между северным и южным полушариями впервые, по-видимому, выполнил Шоу [8]. Н. А. Белинский [9] вычислил, что в среднем через экватор перетекает $38{,}7 \cdot 10^{11}$ *т* воздуха; последние расчеты [5], [10] дают несколько большую величину, около 10^{13} *т*. Шерхаг [11] анализирует обмен массами между северным и южным полушариями по изменению давления в пределах 10-градусных широтных зон, выраженному в геопотенциальных декаметрах. Он отмечает, что сезонный обмен масс воздуха между обоими полушариями ограничивается зоной между экватором и 40° широты.

Имеются также работы, в которых рассматриваются взаимосвязанные явления в северном и южном полушариях. Г. М. Таубер [12, 13] проанализировал ежедневные синоптические карты северного и южного полушарий за июнь и декабрь 1958 г. Им были составлены сборные карты циклонов и антициклонов и подсчитана повторяемость их центров по пятиградусным широтным зонам обоих полушарий. Наибольшая повторяемость антициклонов в обоих полушариях приходится на зону 30—40° (субтропические антициклоны), что вполне соответствует сложившимся представлениям, основанным на средних картах поля давления.

Субтропические антициклоны над Тихим океаном исследовала В. Д. Бурмистрова [14, 15]. Ею проанализированы ежедневные синоптические карты за шесть лет (1954—1959 гг); отмечались случаи сосуществования (или одновременного отсутствия) антициклонов в определенных меридиональных поясах обоих полушарий. В. Д. Бурмистрова установила, что одновременное образование или отсутствие субтропических антициклонов является преобладающим процессом только для центральных областей поясов, причем не во все сезоны, а лишь весной (сопряженность 70%) и осенью (61%). Ранее ею было установлено, что субтропическая полоса повышенного давления над северной частью Тихого океана располагается летом между 45 и 35°, зимой смещается к югу до 30°, а над южной частью Тихого океана областью активного антициклогенеза является почти вся пассатная и субтропическая зона от 20 до 40°.

Интересно, что в 30-х годах Росби считал, что между субтропическими зонами высокого давления происходит постоянный обмен вихрями через экватор [16]. Росби полагал, что этот обмен вихрями ответственен за среднюю структуру ветра в тропиках. Целесообразно иметь в виду, что экваториальный пояс не препятствует междуширотному обмену горизонтальными потоками тепла между северным и южным полушариями [17].

Возможные причины локализации субтропических максимумов

Формирование субтропических зон высокого давления происходит симметрично относительно метеорологического экватора (5° с. ш.) в «конских широтах» обоих полушарий, однако причины локализации здесь центров высокого давления еще нельзя считать выясненными.

Педелаборд [18] указывает на две следующие характерные особенности субтропических антициклонов. Во-первых, это их приземный характер. Они хорошо обнаруживаются на уровне моря, но уже не существуют на поверхности 500 *мб*. Сразу заметим, что С. П. Хромов считает это утверждение слишком категорическим. Рассматривая вихревые системы в тропиках [19], он отмечает, что ось зоны высокого давления, смещаясь к экватору и отступая от экватора в зависимости от долготы и от сезона, в общем прослеживается и на средних многолетних высотных картах.

Во-вторых, в любой сезон субтропические антициклоны ограничиваются океанами, не распространяясь на материки, т. е. субтропические зоны высокого давления имеют прерывный характер. Локализация антициклонов в восточных частях океанов дает Педелаборду основания предполагать их полярное происхождение — за счет полярного воздуха (заключительный антициклон серии циклонов). Кроме того, на востоке океанов развиваются теплые гребни на поверхности 500 *мб*, являющиеся следствием блокирования зональных потоков у береговой линии. Педелаборд приводит мнение Росби, по которому субтропические антициклоны не связаны с опусканием воздуха антипассата и с полярными вторжениями. Они рассматриваются как результат динамического оседания на южной периферии субтропического струйного течения.

Экснер [20] считал причиной образования субтропических зон высокого давления сохранение углового момента вращения Земли. С. П. Хромов [21], напротив, считает, что образование субтропических антициклонов нельзя приписывать отклоняющей силе или сохранению моментов вращения, так как кинематический фактор не может производить работы. Он полагает, что зоны высокого давления в субтропиках являются статистическим результатом проникновения и накопления антициклонов, постоянно возникающих в западном переносе умеренных широт в связи с циклонической деятельностью на полярных фронтах. По Хромову в процессе циклонической деятельности средних широт происходит сепарация циклонов и антициклонов: первые движутся к полюсу и сосредоточиваются, углубляясь, в высоких широтах; антициклоны отклоняются к экватору и концентрируются, усиливаясь, в низких широтах.

М. В. Стовас [22, 23] высказал предположение, что повышенная активность в атмосферах планет в зонах параллелей 0, ±35, ±62, ±90° обусловливается изменениями потенциала деформирующих сил в связи с изменением скорости вращения планеты вокруг своей оси. Критические параллели 35° с. ш. и 35° ю. ш. близки к фактической локализации субтропических зон высокого давления.

Эта точка зрения в общем разделяется Р. Ф. Усмановым [24, 25]. Усманов рассмотрел годовой ход интенсивности субтропических зон высокого давления в северном и южном полушариях и обнаружил их одновременное усиление или ослабление. Он выдвинул предположение о существовании унитарной волны атмосферного давления (аналогичной унитарным волнам в поле земного магнетизма, атмосферного электричества, теллурических токов). Особенно четко унитарные волны атмосферного давления прослеживаются по средним многолетним картам. Примерно одновременное ослабление и усиление субтропических максимумов давления в северном и южном полушариях нуждается в объяснении с помощью причин, однозначно и одновременно воздействующих на весь земной шар. Эти причины Р. Ф. Усманов видит в существовании деформационных сил сжатия; последнее может иметь место не только при изменении ротационного режима Земли, но и при постоянной угловой скорости ее вращения.

Унитарность в ходе развития атмосферных процессов обстоятельно исследуется Д. И. Стехновским [10, 26—28]. Им вполне разделяется тезис Р. Ф. Усманова о наличии причин, одновременно и однозначно воздействующих на циркуляцию атмосферы земного шара. В качестве такой причины он считает возможным рассматривать не только изменения скорости вращения Земли, но и солнечную активность, особенно во времена совмещения максимумов в ее 11-летнем и вековом ходе. Анализируя аномалии атмосферного давления, Стехновский установил, что при хромосферных вспышках на Солнце усиливается воздухообмен между северным и южным полушариями (возникает резкий «скачок» массы воздуха над северным полушарием).

Особенно подробно Стехновский исследует взаимосвязь циркуляции северного и южного полушарий. Он отмечает, что гипотеза об одновременном изменении интенсивности субтропических зон высокого давления подтверждается новыми, более обширными данными. Наиболее четко согласованное изменение давления происходит в северной и южной частях Атлантического океана. Однако, эта согласованность сохраняется лишь при рассмотрении средней картины. С помощью системы индексов Стехновский [26] рассмотрел синхронные и асинхронные связи между зональной циркуляцией северного и южного полушарий. Эти связи оказались слабыми; лишь в декабре (рассматривался период 1955—1959 гг.) в 64% случаев наблюдалось совпадение знаков междусуточного изменения индексов зональной циркуляции по обоим полушариям. Стехновский склоняется к мысли, что на основные силы, создающие унитарность, накладываются дополнительные, возмущающие факторы, в ряде случаев (термическое состояние подстилающей поверхности) очень мощные; это приводит к кажущемуся нарушению унитарности.

К таким факторам можно, по-видимому, отнести образование антициклонических блокирующих систем в умеренных широтах в результате меандрирования субтропического струйного течения и смещения его в сторону полюса над западными частями океанов. Такие случаи на ряде примеров рассмотрены Ф. Дефантом [29]. Дефант считает, что нормальное состояние атмосферной циркуляции является критическим комбинированным состоянием режима Гадлея (меридиональная ячейка и зоне ±30° над океанами) и режима Росби (меандрирующий зональный поток вне указанной зоны). Малые возмущения параметров, определяющих два этих режима (вариация меридиональной разности температур и вариация ротационного режима) способны вызвать переход одного режима в область другого и наоборот.

Репрезентативность атлантической циркуляции

Наиболее полно (по данным 1957—1964 гг.) сопряженность процессов в северном и южном полушариях исследована Г. М. Таубером [30]. Он вычислил зональный и меридиональный индексы по средним картам геопотенциала на изобарических поверхностях 700, 500, 300 *мб* для января и июля. К сожалению, расчетом охвачены лишь широтные зоны 30—70°. Зона между параллелями ± 30° получает около 62% общего количества приходящей радиации и составляет примерно половину площади земного шара; антициклонические пояса высокого давления, сдвинутые на высотах в сторону экватора, могли попасть в расчетные зоны лишь частично. Все это ограничивает возможности интерпретации указанных данных.

Помимо индексов циркуляции по широтным зонам в целом для полушарий, Таубер приводит значения меридионального и зонального индексов над отдельными регионами и, в частности, над Атлантическим океаном. С целью получения интегральных характеристик, мы объединили индексы циркуляции на изобарических поверхностях 700, 500 и 300 *мб* и выделили данные, относящиеся к Атлантическому океану (табл. 2).

Таблица 2

Характеристики циркуляции (*мб/град·экв*) между изобарическими поверхностями 300—700 *мб* [30]

Циркуляция	Зона 30—70°	Над Атлантическим океаном			Над земным шаром (в целом)		
		Январь	Июль	Сумма*	Январь	Июль	Сумма*
Меридиональная	с. ш.	1,98	0,94	2,92	5,33	3,00	8,33
	ю. ш.	0,68	0,91	1,59	2,04	2,44	4,48
Зональная	с. ш.	4,24	3,22	7,46	12,43	8,31	20,74
	ю. ш.	5,51	6,37	11,88	16,47	18,47	34,94
Сумма		12,41	11,44	10,38 / 13,47	36,27	32,22	29,07 / 39,42

* В числителе дана сумма по северному полушарию, в знаменателе — по южному.

Значения интегральной циркуляции над северной и южной частями Атлантического океана оказались весьма близки друг к другу. Таубер допускает отклонения полученных им значений индексов от истинных в пределах 10—13% для меридиональной циркуляции и 5% для зональной циркуляции. Относительная разность суммарных значений между январем и июлем (9%) близка к допустимой; аналогичную разность между северной и южной частями Атлантического океана (30%) можно считать значимой. Для земного шара в целом относительная разность «январь — июль» составляет 1,25%, относительная разность между полушариями составляет 35,5%.

Из табл. 2 следует, что интенсивность интегральной циркуляции над Атлантическим океаном и над земным шаром в целом от января к июлю как будто не изменяется, но она неодинакова в северном и южном полушариях. Зональная циркуляция над южной частью Атлантического океана (и над южным полушарием в целом) интенсивнее, чем над северной частью Атлантического океана (и над северным полушарием в целом). Процессы меридионального обмена, напротив, интенсивнее над Северной Атлантикой (и над северным полушарием в целом), чем над Южной Атлантикой (и над южным полушарием в целом).

Преобладающая роль зональных процессов в тропосфере южного полушария хорошо известна и объясняется большей океаничностью южного полушария. Интересным здесь является то, что отношение интенсивности зональной циркуляции над южным полушарием Z_S к интенсивности зональной циркуляции над северным полушарием Z_N и отношение интенсивности меридиональной циркуляции над северным полушарием M_S к соответствующей величине над южным полушарием M_S выражаются весьма близкими числами: $Z_S/Z_N = 1{,}6$; $M_N/M_S = 1{,}8$. Эти отношения одинаковы для земного шара в целом и для отдельно взятого Атлантического океана, т. е.

$$\frac{Z_S}{Z_N} \approx \frac{M_N}{M_S} \quad \text{и} \quad Z_S \cdot M_S \approx Z_N M_N .$$

Зональная циркуляция обычно развивается при ослабленном меридиональном обмене до тех пор, пока большие широтные градиенты линейной скорости не приводят к вихреобразованию, в результате которого зональная циркуляция ослабевает, но меридиональный обмен усиливается [31]. Данные по обоим полушариям хорошо, на наш взгляд, подтверждают физическую взаимосвязь (взаимодополняемость) зональной и меридиональной циркуляции, которую Б. Л. Дзердзеевский и А. С. Монин установили при анализе процессов в одном полушарии.

Кроме того, сравнительная оценка интегральной циркуляции над Атлантическим океаном оказывается репрезентативной для земного шара в целом.

По Хаурвицу [32], при хорошо выраженной зональной циркуляции имеются сильные антициклонические и циклонические центры; междуширотный обмен ведет к тому, что они распадаются на более мелкие и менее интенсивные.

Было бы весьма интересным рассмотрение изменения циркуляции для последовательных (а не только для контрастных) месяцев на материале, аналогичном исследованному Таубером или еще более обширном. Первым шагом на пути к этому следует считать вычисление индексов циркуляции для послеравноденственных месяцев (апреля и октября); материал должен быть, по возможности полным; исключение тропической зоны нельзя убедительно мотивировать. Трудно достижимой, но заманчивой перспективой является замыкание циркуляционного баланса.

Работы в которых анализируются циркуляционные процессы над тропической зоной Атлантического океана, немногочисленны; Тихий и Индийский океаны более затронуты научным исследованием. Здесь мы ограничимся последними работами по тропической Атлантике.

В. М. Шапаевым [33, 34] дана общая характеристика пассатной циркуляции над Атлантическим океаном; подробно анализируются данные наблюдений, выполненных на дизель-электроходе «Обь» (1958 г.) и теплоходе «Кооперация» (1957 г.). Особо рассматриваются синоптические ситуации, приводящие к разрушению азорского антициклона в результате вторжений холодного воздуха в субтропические широты.

А. С. Шалавеюс [35, 36], основываясь на данных аэрологического зондирования, выполненных научно-исследовательским судном «Михаил Ломоносов», обсуждает особенности многослойной вертикальной структуры воздушных потоков в тропической зоне Атлантического океана.

Ранее на необходимость учета многослойности, в частности, над Атлантическим океаном, настоятельно указывал А. Л. Кац [37]. Он считает многократную смену направлений меридиональной составляющей в пределах одного и того же направления зональной составляющей потока типичной чертой вертикальной структуры тропической циркуляции; однако последнее не может считаться бесспорным при рассмотрении длительных временных интервалов.

Следует отметить, что в последние годы большое внимание уделяется 26-месячному колебанию, наиболее ярко проявляющемуся в стратосфере экваториальных широт, в том числе и над Атлантическим океаном; мы не будем касаться этих работ.

Относительно полная характеристика барического и ветрового поля в пассатной зоне Атлантического океана приводится в работах Л. В. Кооль [38—40]. Ею рассмотрены в общих чертах сезонные смещения осей субтропических поясов высокого давления, изменения атмосферного давления в субтропических максимумах, а также перемещения экваториальной ложбины, совпадающей над Атлантическим океаном с междутропической (внутритропической) зоной конвергенции. Сезонную трансформацию барического поля она объясняет, главным образом, муссонными перемещениями масс воздуха, в свою очередь вызывающимися термическим контрастом континенты—океан. Факт одновременного усиления северо-атлантического и южно-атлантического антициклонов в июле — августе с этих позиций объясняется значительным понижением температуры воздуха над южным полушарием в то самое время, когда над материками северного полушария воздух весьма прогрет. Муссонное перераспределение масс воздуха приводит к усилению северного и южного субтропических антициклонов одновременно; из северного полушария воздух перетекает в южное.

Мы оказались вынужденными рассмотреть относительно широкий круг вопросов и упомянуть работы весьма различные по решаемым задачам и методам исследования: мнения и сведения, относящиеся к субтропическим антициклонам и их роли в системе общей циркуляции атмосферы, рассредоточены в десятках статей; сводных работ еще нет.

В нашем обсуждении мы избегали критики старых, «классических» представлений об общей и тропической циркуляции; в настоящее время отношение к ним как будто перестает быть нетерпимым, и некоторые прежние представления органически входят в новые построения [29, 41].

Выводы

Необходимо резюмировать наше обсуждение. Возможно, не все выводы покажутся бесспорными, но они так или иначе следуют из выполненного обзора.

1. Атмосферную циркуляцию над северным и южным полушариями Земли можно считать сопряженной. Сопряженность реализуется в виде физического обмена массами воздуха и количеством движения через экватор; механизмом является атмосферная макротурбулентность. Зональная и меридиональная циркуляция при этом тесно связаны и физически дополняют друг друга. Зональная циркуляция развивается при ослаблении междуширотного обмена, усиление меридионального обмена сопровождается ослаблением зонального переноса.

2. Субтропические центры высокого давления играют весьма существенную, а может быть и определяющую роль в системе общей циркуляции. Они совершают сезонные перемещения в пределах зон, в общем симметрично расположенных относительно метеорологического экватора; причины, приводящие к образованию субтропических центров действия, должны иметь общепланетарный характер.

3. Повышение и понижение атмосферного давления в субтропических максимумах происходит приблизительно одновременно. Это явление, получившее название унитарной волны давления, показывает, что управление субтропическими максимумами также имеет общепланетарный характер. Унитарная волна давления наиболее четко прослеживается над Атлантическим океаном; для ее выявления целесообразно использовать климатологические данные.

II

Выбор исходного материала

Хорошо известно, что при анализе атмосферных процессов существенную роль играет правильный выбор пространственного и временного масштабов. Годске [42], например, оперируя терминами теории информации (сигнал = полезная информация + шум), считает, что при изучении синоптических процессов полезная информация заключена в характеристиках циклонической деятельности, а в качестве шума выступает турбулентность. Однако при изучении глобальных процессов та же самая циклоническая деятельность выступает уже в качестве шума.

Широкое использование ежедневных синоптических карт при анализе процессов глобального масштаба, начавшееся в период Международного геофизического года (МГГ), продолжается по настоящее время, однако этот путь едва ли следует считать единственно перспективным. Имеющаяся на ежедневных картах информация представляется исключительно ценной, но нуждается, на наш взгляд, в обобщении во времени. Это обобщение лучше всего производить на основе объективных (машинных) методов; работы в этом направлении ведутся [43] и др. Пока такое обобщение не выполнено, источником информации о типичных, характерных чертах атмосферной циркуляции являются карты средних полей, особенно приземных (высотные карты составляются относительно недавно). Одни из лучших карт средних полей — это те, которые представлены в Морском Атласе [44] (см., например, доклады и дискуссию, состоявшиеся под председательством Директора картпроизводства Государственного картографического управления Великобритании [45]). Есть основания полагать, что в более поздних обобщениях такого рода, включающих данные, полученные в период МГГ, последние подавляют истинное среднее поле эпохи с конца прошлого до середины текущего столетия, весьма интересной в климатическом отношении.

Сопряжённость сезонной трансформации атлантических субтропических максимумов

В Морском Атласе [44] имеются карты давления воздуха над океанами, составленные на каждый месяц среднего года. На рис. 1 представлена часть карт для Атлантического океана. Мы здесь ограничились картами для срединных месяцев сезонов; это месяцы после зимнего и летнего солнцестояний, весеннего и осеннего равноденствий.

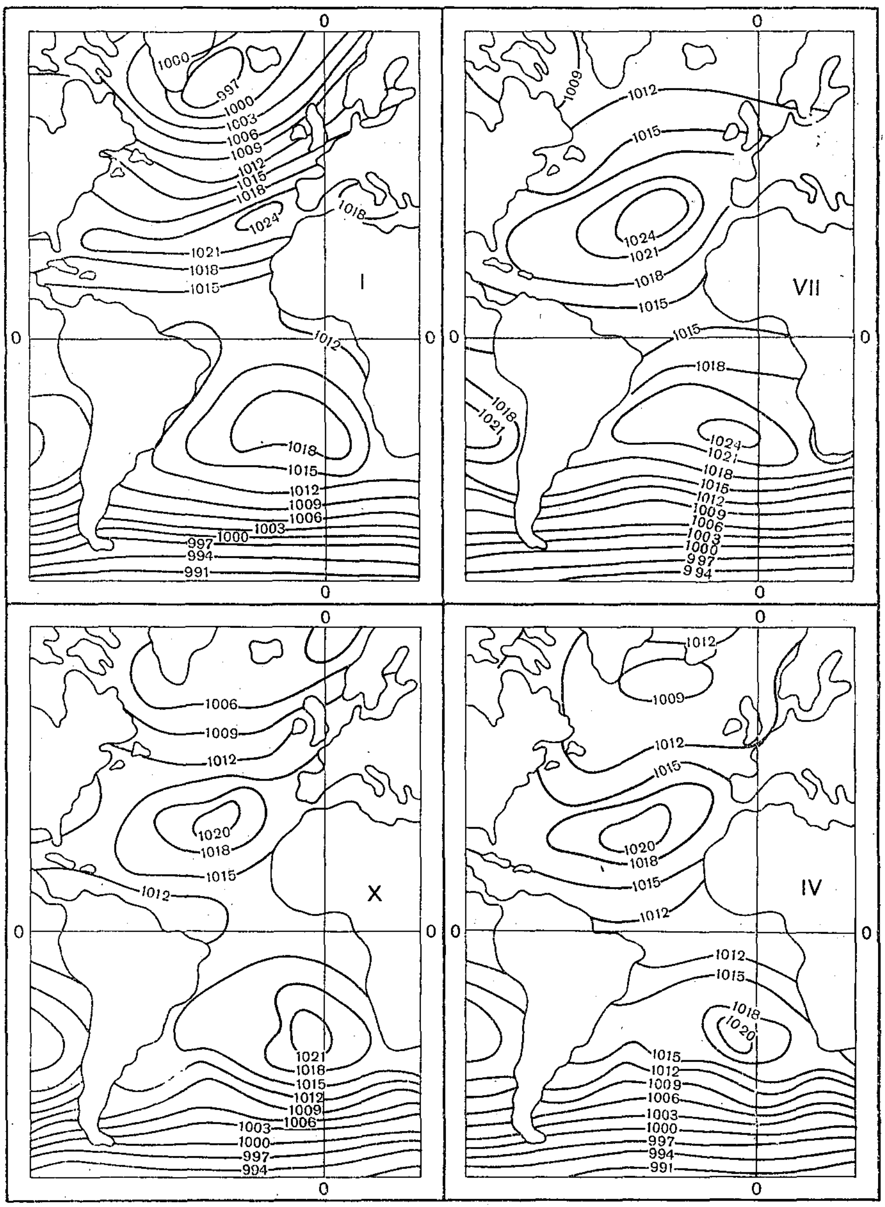

Рис. 1. Поле атмосферного давления над Атлантическим океаном в срединные месяцы сезонов: январь, апрель, июль, октябрь по [44].

Рассмотрим характерные черты сезонной трасформации барического поля над Атлантическим океаном, относящиеся к сезонным изменениям положения и интенсивности субтропических максимумов давления.

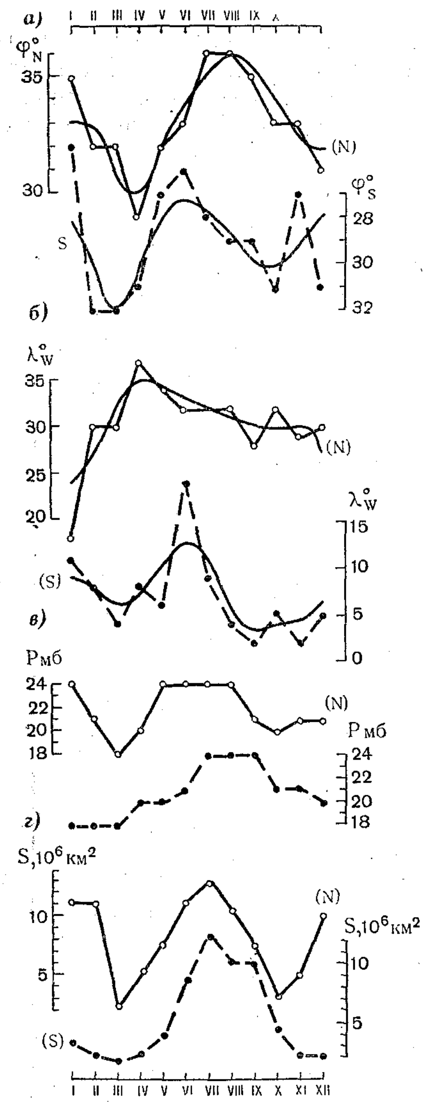

Рис. 2. Годовой ход основных характеристик в субтропических максимумах атмосферного давления над Атлантическим океаном по [44]:

а — широта центра; *б* — долгота центра; *в* — давление в центре; *г* — площадь в пределах изобары 1080 *мб*.

Сплошные линии относятся к северо-атлантическому максимуму, пунктирные — к южно-атлантическому. Плавной кривой показаны климатологически сглаженные значения

С целью количественной оценки сезонной трансформации, по «старшей» изобаре (последней, считая от периферии к центру) были сняты на каждый месяц значения давления в обоих максимумах. Кроме того, были определены географические координаты центров (широта и долгота), а также площадь обоих максимумов в пределах изобары 1018 *мб*. Расширенный набор характеристик для совместного анализа сезонной трансформации субтропических центров высокого давления едва ли может вызвать возражение. Многие авторы используют их для качественного описания поля; иногда указываются экстремальные значения. Есть работы [46—49], в которых специально исследуется изменение координат центров действия атмосферы во времени.

Годовой ход этих характеристик изображен на рис. 2. Для широты применены «встречные» шкалы: северная широта растет снизу вверх, южная — сверху вниз (как на географической карте). Долгота всюду западная, давление в миллибарах, площадь в миллионах квадратных километров. Использование мелкомасштабной карты требует осторожности при оценке абсолютных значений, особенно широты и долготы: соответствующие величины климатологически сглажены: $\bar{a} = \frac{a_{n-1} + 2\,`_n + a_{n+1}}{4}$. Ход сглаженных величин показан плавной линией.

Средние (фактически средние многолетние) характеристики атлантических субтропических максимумов по данным Морского Атласа [44], а также по американским атласам [50, 51] и более поздним данным [52], согласуются в общем удовлетворительно (рис. 3, табл. 3). Несколько странно, что в центре южно-атлантического антициклона давление в среднем ниже, чем в центре северо-атлантического; возможно, это следует объяснять в общем скудными данными по южному полушарию в целом, особенно, над океанами.

Таблица 3

Средние многолетние характеристики субтропических центров высокого давления над Атлантическим океаном

Характеристика	Северо-атлантический максимум			Южно-атлантический максимум		
	[44]	[50, 51]	[55]	[44]	[50, 51]	[52]
Широта, φ°	36° с. ш.	31° с. ш.	31° с. ш.	29° ю. ш.	28° ю. ш.	20° ю. ш.
Долгота, λ°	30° з. д.	34° з, д.	32° з. д.	7° з. д.	—	—
Давление, *p, мб*	1022	1022,5	1023	1021	1020,5	1022

Унитарная волна давления, обнаруженная Р. Ф. Усмановым [24, 25], не является единственным показателем согласного сезонного изменения субтропических центров высокого давления обоих полушарий (рис. 2). Не менее четко согласуется годовой ход географической широты обоих центров. Это указывает на тесную взаимосвязь широтного положения субтропических центров и их мощности; изолированное рассмотрение этих характеристик явно нецелесообразно.

При этом сопряженность широтных миграций центров оказывается более сложной, чем обычно считалось. После зимнего солнцестояния оба антициклона движутся на юг, определяя этим южное смещение оси экваториальной ложбины, которая в марте занимает крайне южное положение, оставаясь в северном полушарии. Непосредственно после весеннего равноденствия центры высокого давления движутся навстречу друг другу, приближаясь каждый в своем полушарии к экватору; в мае—июне они максимально сближаются. При этом южноатлантический максимум занимает крайне северное положение, определяя этим крайне северное положение (в июле—августе) оси эквато-

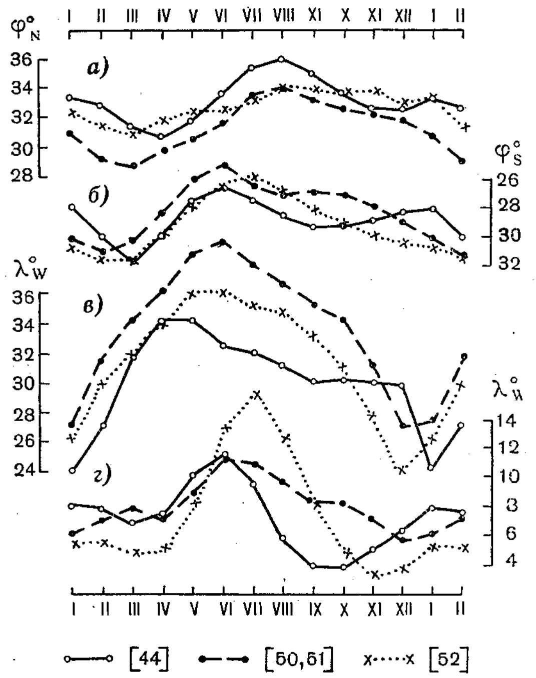

Рис. 3. Годовой ход координат центров атлантических субтропических максимумов по различным источникам:

а—широта центра северо-атлантического максимума; *б*—широта центра южно-атлантического максимума; *в*—долгота центра северо-атлантического максимума; *г*—долгота центра южно-атлантического максимума риальной ложбины. После летнего солнцестояния антициклоны расходятся, удаляясь от экватора. Как будет показано ниже, на ориентацию и положение экваториальной депрессии влияет не только меридиональная составляющая миграций субтропических максимумов, но и зональная составляющая, а также их распространение по площади.

В ходе изменения координат обоих центров в той или иной степени проявляется полугодовая периодичность. Однако следует постоянно иметь в виду, что с целью рассмотрения типичных, характерных черт годового жизненного ритма субтропических центров, мы используем осредненные данные, а длительность реального геофизического года непостоянна. Типичность годового хода не исключает возможности его существенных нарушений под действием возмущающих факторов как внутреннего (взаимодействие внутри системы океан — атмосфера), так и внешнего (космические влияния) происхождения.

Обращает на себя внимание унитарность распространения по площади обоих субтропических максимумов. Наибольшую площадь северо-атлантический и южно-атлантический антициклоны занимают после солнцестояний, особенно, после летнего солнцестояния. В месяцы равноденствий их площадь резко сокращается.

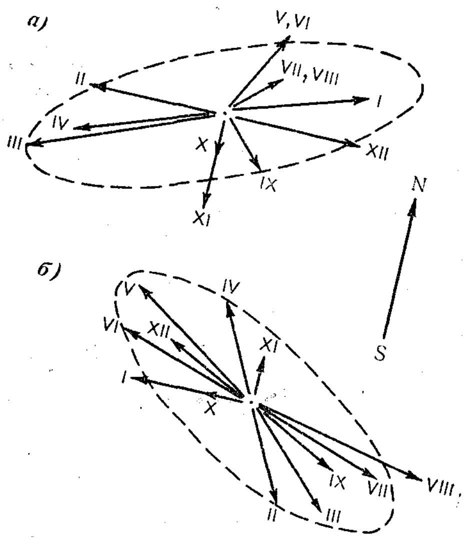

Рис. 4. Внутригодовые (межмесячные) перемещения центров субтропических максимумов над Атлантическим океаном:

а — северо-атлантический; *б* — южно-атлантический.

Римские цифры у концов стрелок обозначают месяц, которым заканчивается перемещение

Мы приходим, таким образом, к предварительному выводу, что расположенные над Атлантическим океаном субтропические центры высокого давления не только согласно пульсируют в смысле мощности, но не менее согласно мигрируют, а также расширяются и сокращаются, причем ритм этих различных, но взаимосвязанных изменений обнаруживает явную зависимость от характерных точек эклиптики.

Сопряженность миграций субтропических максимумов иллюстрирует рис. 4, где представлены эллипсы векторов их внутригодовых перемещений. Они получены путем снятия с крупномасштабной карты направления и величины межмесячных перемещений. Исходные точки были нанесены по сглаженным значениям координат, векторы построены в одинаковом масштабе. Римские цифры у концов стрелок обозначают месяц, которым заканчивается соответствующий межмесячный путь. Замкнутые пунктирные кривые проведены условно.

Отчетливо заметно, что большие оси эллипсов зеркально-симметрично расположены относительно экватора и составляют с параллелью практически одинаковый угол (20° в северном и 30° в южном полушарии); при этом отношение большой и малой осей (приблизительно 3 : 1), одинаковое у обоих эллипсов, указывает на преобладание в миграциях зональной составляющей. Эти особенности эллипсов сезонных миграций не следует считать случайным совпадением. Эллипс сезонных миграций северо-атлантической (Исландской) депрессии имеет такие же особенности: ориентация ЗЮЗ—ВСВ, отношение осей 3:1 [53]. Близкое сходство эллипсов сезонных миграций северо-атлантических центров действия атмосферы и зеркально-симметричные по отношению к ним миграции южно-атлантического максимума свидетельствуют в пользу общепланетарного характера причин, управляющих этими миграциями. Будущие исследования должны показать, присущи ли эти особенности другим океаническим центрам действия, или они являются типичными индивидуальными чертами Атлантического региона.

Интерпретация сопряженности сезонной трансформации

Ориентация осей антициклонов и направление преобладающего перемещения их центров географически хорошо согласуются. Субтропические максимумы более всего сближаются в западной экваториальной части Атлантики. Известно, что у берегов Бразилии ось экваториальной ложбины (междутропической конвергенции) сохраняет свое положение почти неизменным, совершая в то же время значительные перемещения у африканского континента [39, 54]. Мы усматриваем в этом подтверждение мнения, что субтропические антициклоны управляют экваториальной конвергенцией, а не являются ее следствием [18]. Стабильность оси экваториальной конвергенции в западной части океана и подверженность перемещениям в восточной части океана, где субтропические максимумы во время своих сезонных миграций удаляются друг от друга, показывает, что перемещения экваториальной конвергенции происходят между южной периферией северо-атлантического антициклона и северной периферией южно-атлантического. Относительное сближение субтропических максимумов на западе ограничивает меридиональные перемещения оси зоны экваториальной конвергенции.

Ограниченность распространения антициклонов в сторону континента (восток — северо-восток, восток — юго-восток) говорит об их «океаничности», из наземных факторов основная роль принадлежит, по-видимому, орографическому. Подстилающая поверхность в районах локализации субтропических антициклонов в термическом отношении весьма анизотропна. Наблюдаются не только меридиональные градиенты температуры, но и зональные, обусловленные холодными (Канарским и Бенгальским) течениями, входящими в обширные круговороты океанских вод, создаваемые атмосферными антициклонами. Аномалии температуры воды на поверхности океана для атмосферных процессов большой длительности обычно рассматриваются как осциллирующие источники энергии, существенным может оказаться, как считает Ч. Пристли [55] их местоположение в океане. Можно предполагать тесную взаимосвязь между перемещениями аномалий в океане и миграциями центров действия атмосферы (обратная связь в терминах теории управления).

Из рис. 4 следует одна интересная тенденция в сопряженных перемещениях субтропических максимумов. В марте — апреле (после весеннего равноденствия) их центры движутся в общем навстречу друг другу. Эта ситуация почти повторяется в октябре — ноябре (после осеннего равноденствия). Сближение максимумов происходит в западной экваториальной части океана, о влиянии этого сближения на стабилизацию положения экваториальной депрессии упоминалось выше. В июле—августе (после летнего солнцестояния) и менее четко в январе — феврале субтропические максимумы движутся «вразгон», удаляясь друг от друга и от экватора. Эти особенности сезонных миграций субтропических максимумов заслуживают внимания. Целесообразно сопоставить их с сезонным ходом других характеристик.

Во время летнего солнцестояния оба атлантические антициклона максимально распространены и мощны, кинетическая энергия зонального переноса в южном полушарии почти в четыре раза выше, чем в северном [5], индекс зональной циркуляции в южном полушарии в два раза выше, чем в северном, без тропиков [30], масса воздуха над южным полушарием на 0,4% больше, чем над северным [5, 10], центры антициклонов движутся «вразгон», от экватора.

Ко времени осеннего равноденствия оба антициклона сокращаются, давление в них убывает, центры устремляются навстречу друг другу, зональная циркуляция за счет сокращения меридиональных градиентов, по-видимому, уменьшается, зато развивается и достигает максимума меридиональный обмен, более интенсивный в северном полушарии, чем в южном. Неясно, сохраняется ли активный баланс массы для северного полушария.

Между осенним равноденствием и зимним солнцестоянием вновь происходит интенсификация субтропических центров высокого давления над северной и южной частями Атлантического океана. Североатлантический антициклон к зимнему солнцестоянию достигает почти максимальной мощности и распространения по площади, в южном атлантическом антициклоне можно говорить лишь о тенденции к увеличению площади. Интенсивность зональной циркуляции (без тропиков) и кинетическая энергия зонального переноса над обоими полушариями примерно одинаковы, меридиональная циркуляция в северной части океана остается в три раза интенсивнее, чем в южной, центры субтропических максимумов в общем удаляются друг от друга и от экватора, обмен энергией между полушариями сокращается.

К весеннему равноденствию давление в северо-атлантическом центре убывает до минимума, площадь его становится минимальной. В южно-атлантическом центре площадь также уменьшается (тенденция к уменьшению площади), центры сближаются. По-видимому, развиваются процессы меридионального обмена; возможно, что на какое-то время интенсивность меридиональной циркуляции в южном полушарии становится такой же, как в северном, или даже выше. В результате обмена между полушариями энергия, по-видимому, поступает из того полушария, где процессы в это время интенсивнее, т. е. из южного полушария в северное [7].

В период между весенним равноденствием и летним солнцестоянием оба субтропические центра достигают максимальной мощности, распространяются по площади и в общем удаляются друг от друга.

Предлагаемая интерпретация сопряженности сезонной трансформации субтропических центров действия над Атлантическим океаном не является моделью; она весьма схематична и не претендует на полноту. Описание процессов во время равноденствий из-за отсутствия в настоящее время данных сугубо предположительно. Изменения координат и давления не идут строго в фазе или противофазе. Тем не менее потребность в неизбежно обобщенном и схематизированном представлении о сущности унитарных процессов в атмосфере над Атлантическим океаном ощущается весьма остро. Нашу попытку следует рассматривать лишь в качестве первого шага в этом направлении.

Представляется целесообразным рассматривать субтропические центры действия в качестве реальных осцилляторов, обмен взаимодействием между которыми осуществляется виртуальными в макромасштабе времени вихрями. Можно предполагать, что обмен энергией взаимодействия между субтропическими максимумами северного и южного полушарий происходит во время их наибольшего сближения, после чего, удаляясь друг от друга, они достигают наибольшего развития и распространения по площади.

Выводы

В макромасштабе времени сезонная трансформация северо-атлантического и южно-атлантического субтропических максимумов, выражающаяся в миграциях их центров, пульсации мощности и распространении по площади, сопряжена между собой и с характерными точками эклиптики: равноденствия и солнцестояния.

Автор благодарит В. С. Самойленко и Ю. А. Романова за ценные советы и обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьева Е. В. Сопряженность атмосферных процессов в северном полушарии. Гидрометеоиздат, 1962.
2. Спиридонова Ю. В. Сопряженность атмосферной циркуляции в разных частях северного полушария. Изд-во АН СССР, 1962.
3. Сорокина А. И. Сравнение режимов атмосферной циркуляции над северными частями Атлантического и Тихого океанов. «Океанология», т. V, вып. 3, 1969.
4. Сорокина А. И. О сопряженности синоптических процессов в северных частях Атлантического и Тихого океанов. Тр. ГГО, вып. 198, 1966.
5. Борисенков Е. П. Сезонные преобразования энергии в атмосфере северного и южного полушарий. Тр. ААНИИ, т. 253, 1963.
6. Борисенков Е. П. Взаимодействие геофизических процессов в северном и южном полушарии в проблеме общей циркуляции атмосферы. «Проблемы Арктики и Антарктики», вып. 20, 1965.
7. Борисенков Е. П. Преобразование энергии в атмосфере северного и южного полушарий и взаимодействие процессов в обоих полушариях. В сб. «Метеорологические исследования» № 9, «Наука», 1965.
8. Shaw N. Manual of meteorology. Vol. II, 1936.
9. Белинский Н. А. Использование некоторых особенностей атмосферных процессов для долгосрочных прогнозов. Гидрометеоиздат, 1957.
10. Стехновский Д. И. Некоторые вопросы взаимосвязи циркуляции атмосферы северного и южного полушарий. Тр. ЦИП, вып. 137, 1964.
11. Scherhag R. Probleme der allgemeinen Zirkulation. Geophysica, 6, № 3—4, 1958.
12. Таубер Г. М. Некоторые результаты сравнения атмосферной циркуляции южного и северного полушарий (по данным МГГ). Труды Первой научной конференции по общей циркуляции атмосферы. Гидрометеоиздат, 1962.
13. Таубер Г. М. Некоторые черты атмосферной циркуляции южного и северного полушарий. Тр. ГОИН, вып. 67, 1962.
14. Бурмистрова В. Д. Районы образования и пути перемещения антициклонов в северной части Тихого океана. Тр. ИОАН, т. 57, 1962.
15. Бурмистрова В. Д. О сопряженности антициклогенеза в субтропических поясах северной и южной частей Тихого океана. Тр. ИОАН, т. 78, 1965.
16. Риль Г. Тропическая метеорология. Изд-во иностр. лит., 1963.
17. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы. Гидрометеоиздат, 1959.
18. Педелаборд П. Муссоны. Изд-во иностр. лит., 1963.
19. Хромов С. П. Атмосферная циркуляция в тропиках. В сб. «Современные проблемы климатологии». Гидрометеоиздат, 1966.
20. Exner F. M. Dynamische Meteorologie. Z-te Aufl., Wien, 1925.
21. Хромов С. П. Муссоны в общей циркуляции атмосферы. В сб. «А. И. Воейков и современнные проблемы климатологии». Гидрометеоиздат, 1956.
22. Стовас М. В. Деформация параметров эллипсоида с изменением сжатия (критические параллели). Вестн. ЛГУ, вып. 1, 1959.
23. Стовас М. В. Теория критических параллелей и общая циркуляция атмосферы. Труды Первой научной конференции по общей циркуляции атмосферы. Гидрометеоиздат, 1962.
24. Усманов Р. Ф. О влиянии вращения Земли на общую циркуляцию атмосферы. Тр. ЦИП, вып. 104, 1961.

25. Усманов Р. Ф. К вопросу о влиянии вращения Земли на общую циркуляцию атмосферы. Труды Первой научной конференции по общей циркуляции атмосферы. Гидрометеоиздат, 1962.
26. Стехновский Д. И. К вопросу о взаимосвязи зональной циркуляции атмосферы северного и южного полушарий. Тр. ЦИП, вып. 143, 1965.
27. Стехновский Д. И. Крупные аномалии давления в период 1955 — 1959 гг. Тр. ЦИП, вып. 1943, 1965.
28. Стехновский Д. И. Особенности циркуляции атмосферы северного и южного полушарий при крупных аномалиях давления в северном полушарии в 1955—1959 гг. В сб. «Метеорологические исследования», № 11, «Наука», 1966.
29. Defant F. Die allgemeine atmosphärische Zirkulation in neurer Betrachtungsweise. Geophysica, 6, № 3—4, 1958.
30. Таубер Г. М. Взаимосвязи зональной и меридиональной циркуляции и их аномалий в северном и южном полушариях. Тр. Гидрометеорологического н.-и. центра СССР, вып. 5, 1967.
31. Дзердзеевский Б. Л., Монин А. С. Типовые схемы общей циркуляции атмосферы в северном полушарии и индекс циркуляции. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 6, 1954.
32. Haurwitz B. The motion of atmospharic disturbances on the spherical Earth. J. Marine Res., 3, № 1—3, 1940.
33. Шапаев В. М. О пассатной циркуляции над Атлантическим океаном. Тр. ГГО, вып. 90, 1960.
34. Шапаев В. М. Нарушение пассатной циркуляции на востоке Атлантического океана. Тр. ГГО, вып. 142, 1963.
35. Шалавеюс А. С. Некоторые результаты исследования воздухообмена в тропической зоне Атлантического океана. В сб. «Гидрофизические и гидрохимические исследования тропической зоны Атлантики». «Наукова думка», Киев, 1966.
36. Шалавеюс А. С. О циркуляции атмосферы в тропической зоне Атлантического океана. «Метеорология и гидрология», 1966, № 8.
37. Кац А. Л. Воздухообмен в тропической зоне и его связь с общей циркуляцией атмосферы. «Метеорология и гидрология», 1963, № 3.
38. Кооль Л. В. Поля давления и ветра в тропической зоне Атлантического океана. Вестн. МГУ, № 1 (география), 1967.
39. Кооль Л. В. Суточные, сезонные и межгодовые смещения внутритропической зоны ковергенции над Атлантическим океаном. Изв. АН СССР, сер. географ., 1967, № 3.
40. Кооль Л. В. Барическое поле пассатной зоны и его трансформации с высотой. Океанология, т. V, вып. 5, 1965.
41. Palmén E. General circulation of the tropics. Proceedings of the Symposium on tropical meteorology. New Zealand Meteorol. Serv., Wellington, 1964.
42. Godske C. L. A statistical approach to climatology. Arch. Meteorol. Geophys. und Bioklimatol., B 14, № 3—4, 1966.
43. Леонова Г. В. Опыт механизированного подбора аналогов синоптических положений. Тр. н.-и. ин-та аэроклиматол., вып. 38, 1967.
44. Морской Атлас т. II. Изд. ГШ ВМФ, 1953.
45. The mapping of hydrography and oceanography. Experimental Cartography. London, Oxford Univ. Press, 1964.
46. Lamb H., Johnson A. Climatic variation and observed changes in the general circulation. Geografiska ann., 41, № 2—3, 1959.
47. Ван-Шао-у. Даци ходун чжунсиньды донянь бяньхуа (о многолетних изменениях атмосферных центров действия). Цисян сюэбао, 31, № 4, 1962.
48. Абрамов Р. В. Многолетние и сезонные изменения географического положения Исландского минимума атмосферного давления. Изв. Всесоюзн. географ. об-ва, 98, № 4, 1966.
49. Абрамов Р. В. Некоторые следствия географической детализации классической концепции центров действия атмосферы, Тр. ЛГМИ, вып. 24, «Исследования по проблеме океан-атмосфера», сб. 1, 1967.
50. U. S. Navy Marine Climatic Atlas of the World. Vol. I. North Atl. Oc. W., 1955.
51. U. S. Navy Marine Climatic Atlas of the World. Vol. IV. South Atl. Oc., W., 1958.
52. Стехновский Д. И. Барическое поле земного шара. Гидрометеоиздат, 1962.
53. Абрамов Р. В. Сезонные миграции Исландской (северо-атлантической) депрессии. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 2, № 5, 1966.
54. Кружкова Г. С. О сезонной миграции внутритропической зоны конвергенции в восточном полушарии. Тр. ЦИП, вып. 152, 1966.
55. Pristley C. H. B. On the link between micrometeorology and large-scale dynamics. Proceedings of the IAMAP Symposium, Moscow, 1965.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗЛОЖЕНИЙ ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПОЛИНОМОВ ЧЕБЫШЕВА ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЖИМА АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НАД СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКОЙ

В. М. Радикевич

Отсутствие непрерывных наблюдений в океане (за редким исключением кораблей погоды) с особой остротой ставит вопрос о необходимости повышения эффективности эпизодических исследований. Среди других путей для этой оптимизации (например, переход к международному сотрудничеству для синхронной съемки больших районов океана, концентрации усилий на подробном и первоочередном изучении «очагов» теплового и динамического взаимодействия океана и атмосферы и т. д.) немалое значение имеет согласование исследований с какими-то характерными условиями атмосферной циркуляции и таким образом довольно быстрое накопление типовых полей океанологических и метеорологических характеристик, а следовательно, и типовых полей процессов в океане и атмосфере. В действительности и этот путь потребует накопления данных, достаточных для статистической обработки, чтобы исключить влияние предшествующей истории в формировании полей, однако, эффективность подбора материала на этой основе безусловна. По-видимому, нет необходимости говорить о значении типизаций процессов для целей прогноза, основанного на использовании закономерностей в приемственности различных типов.

Поскольку поле давления определяет интенсивность и направление перемещения воздушных масс, а следовательно, процессы турбулентности, адвекции тепла (холода), перенос влаги и т. д., то наиболее широкое распространение получили типизации, основанные на анализе поля давления [1—3]. Главный недостаток этих типизаций состоит в отсутствии четких количественных критериев для обоснования выбора разных типов, для отнесения наблюдаемой ситуации к тому или иному типу и, наконец, для характеристики типа. В подобной ситуации слишком многое зависит от интуиции и опыта работы. Широкое распространение получили «индексы атмосферной циркуляции» [4—6], которые позволяют получить характеристику атмосферной циркуляции и которые в первом приближении можно рассматривать как количественную оценку.

Наряду с другими путями введения в основу типизации количественных критериев (например, для Северной Атлантики типизации полей давления по наклону оси и градиенту давления между Исландским минимумом и Азорским максимумом давления, которые как два огромных вращающихся цилиндра засасывают воздух со всей Северной Атлантики), наиболее перспективным представляется путь, основанный на анализе коэффициентов в разложении полей давления в полиномы Чебышева. При этом вся информация о поле давления заключается в небольшом количестве коэффициентов, являющихся своеобразными индексами циркуляции [7]. Понятно, что типизация должна производиться по комплексу этих коэффициентов, выбор и обоснование которого нуждается в предварительном исследовании. С этих позиций представляет интерес рассмотреть какую-либо качественную типизацию полей давления путем разложения полей давления в полиномы и анализа коэффициентов этих полиномов. В качестве анализируемой была выбрана типизация, выполненная для Северной Атлантики [2] и представляющая детализацию ранее полученной для всего первого естественно-синоптического района [1].

С другой стороны, представление полей давления в виде небольшого ряда коэффициентов полиномов важно и при анализе условий формирования процессов в атмосфере и океане. В ряде задач океанологии и метеорологии используется предположение о горизонтальной однородности, которое из-за наличия глубоко вдающейся в океан суши и поверхностей раздела водных и воздушных масс не всегда достаточно точно выполняется. Это заставляет использовать для объяснения ряда особенностей качественную характеристику атмосферной циркуляции (например, направление переноса воздушных масс при анализе теплового режима). Хотя переход к количественным критериям в этом вопросе является всего лишь полумерой (конечно, правильнее было бы учитывать прямо горизонтальную неоднородность), она в ряде случаев оправдывается сложностью учета эффекта горизонтальной неоднородности. С этой целью были определены главные коэффициенты полиномов при разложении средних месячных многолетних полей давления для Северной Атлантики, взятых из [8].

Перейдем теперь непосредственно к первой поставленной задаче. Рассмотрим район от 5 до 70° з. д. и от 30 до 65° с. ш. Разместим начало координат в левом верхнем углу района, направим ось X вниз, а ось Y на восток и разделим район на 91 квадрат (5° × 5°). Используя методику расчета и величины стандартных полиномов из [7] (при $n_1 = 7$, $n_2 = 13$), можно определить первые (характеризующие наиболее элементарные схемы переноса воздушных масс) коэффициенты разложения поля давления в полиномы. Если считать, что поле давления $p = p(x, y)$, тогда его можно представить в виде полинома:

$$p(x, y) = A_{00}\psi_0(x)\cdot\psi_0(y) + A_{10}\cdot\psi_1(x)\cdot\psi_0(y) + A_{01}\cdot\psi_0(x)\cdot\psi_1(y) +$$
$$+ A_{11}\cdot\psi_1(x)\cdot\psi_1(y) + A_{20}\cdot\psi_2(x)\cdot\psi_0(y) + A_{02}\cdot\psi_0(x)\cdot\psi_2(y) +$$
$$+ A_{12}\cdot\psi_1(x)\cdot\psi_2(y) + A_{21}\cdot\psi_2(x)\cdot\psi_1(y) + \ldots,$$

в котором каждый коэффициент будет характеризовать вклад элементарного поля, задаваемого видом стандарных полиномов Чебышева $\psi_i(x)$ и $\psi_i(y)$. С учетом выводов из [9] можно не рассматривать смешанные коэффициенты, как играющие не значительную роль, и ограничить анализ коэффициентами: A_{00}, A_{10}, A_{20}, A_{30}, A_{01}, A_{02}, A_{03}, характеризующими вклад:

A_{00} — среднего поля давления;

A_{10} — линейного распределения давления вдоль параллелей (с юга на север), т. е. чистого широтного (с запада на восток) переноса на верхней границе пограничного слоя;

A_{01} — линейного распределения давления вдоль меридиана (с запада на восток), т. е. чистого меридионального переноса (с севера на юг) на верхней границе пограничного слоя.

Коэфициенты A_{20} и A_{02} характеризуют вклад распределения давления в виде ложбины, соответственно вытянутой с запада на восток и с юга на север, тогда как коэффициенты A_{30} и A_{03} характеризуют вклад полей давления, которые графически изображаются на рис. 1.

Все указанные коэффициенты A были рассчитаны (табл. 1) для 14 типовых полей давления, характеризующих разные типы циркуляции атмосферы над Северной Атлантикой [2].

Изменение величины коэффициентов A_{ij} от подтипа к подтипу показано на рис. 2, при построении которого мы стремились добиться монотонного изменения A_{ij} в рамках каждого типа (для разных коэффициентов это достигается при различной последовательности подти-

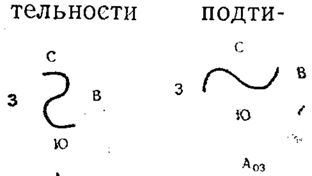

Рис. 1. Графическое изображение коэффициентов A_{30} и A_{03}

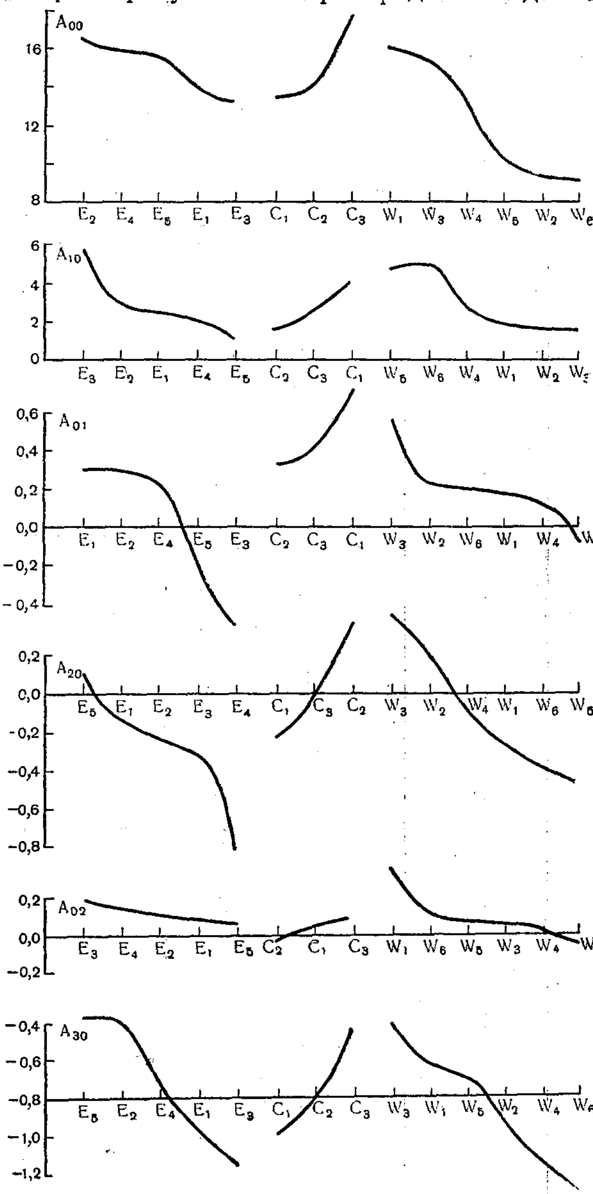

Рис. 2. Величины коэффициентов разложения поля давления для разных подтипов атмосферной циркуляции [2]

пов). Подтипы, характеризующие восточную циркуляцию (E_1, E_2, E_3, E_4, E_5) отличаются довольно высоким уровнем A_{00} (близким к меридиональной циркуляции), тогда как для западной циркуляции уровень A_{00} заметно ниже. С точки зрения коэффициента A_{00} более логичным представляется разделение на комбинации: (C_3, W_1, W_3, E_2, E_4,

Коэффициенты	C_1	C_2	C_3	W_1	W_2	W_3
A_{00}	13,60	13,85	17,78	16,10	9,30	15,55
A_{10}	4,01	1,65	2,35	1,92	1,83	1,64
A_{20}	−0,220	0,323	−0,059	−0,252	0,190	0,416
A_{30}	−1,01	−0,82	−0,46	−0,65	−0,99	−0,41
A_{01}	0,725	0,338	0,380	0,183	0,207	0,549
A_{02}	0,070	−0,023	0,092	0,357	−0,026	0,078
A_{03}	−0,200	0,060	−0,036	−0,044	0,037	−0,100

Таблица 1

W_4	W_5	W_6	E_1	E_2	E_3	E_4	E_5
12,78	9,95	8,96	14,05	16,71	13,22	16,00	15,7
2,66	4,76	5,17	2,52	3,10	5,82	2,18	1,24
—0,096	—0,456	—0,416	—0,146	—0,249	—0,300	—0,83	0,098
—1,16	—0,70	—1,38	—0,96	—0,41	—1,16	—0,77	—0,38
0,118	—0,128	0,199	0,292	0,272	—0,540	0,229	—0,214
0,019	0,077	0,085	0,062	0,105	0,184	0,145	0,057
0,103	—0,009	—0,119	0,530	—0,025	0,022	—0,124	0,167

E_5), (C_1, C_2, W_4, E_1, E_3) и (W_5, W_2, W_6), каждая из которых соответствует своему, заметно отличному от других уровню A_{00}.

Коэффициент A_{10}, характеризующий широтный перенос, действительно достигает максимальных величин для ряда подтипов западной и восточной форм циркуляции, однако, для других подтипов он даже меньше, чем для случая меридиональной циркуляции. По уровню коэффициента A_{10} более логичным было бы подразделение на комбинации: (W_6, W_5, C_1, E_3), (E_2, E_1, E_4, E_5, C_2, C_3, W_4, W_1, W_2, W_3).

Коэффициент A_{01} заметно выделяется для меридиональных подтипов (C_1, C_2, C_3), однако, он также высок и для ряда подтипов других форм, с учетом этого по уровню A_{01} лучше составить комбинации: (C_1, C_3, C_2, W_3), (E_1, E_2, E_4, W_2, W_6, W_1, W_4) и (E_5, E_3, W_5).

Согласно ранее указанному смыслу коэффициента A_{20}, наблюдается повышенный уровень A_{20} для части подтипов C_i и W_i. Наиболее логичные комбинации по уровню A_{20}: (C_2, W_3, W_2, E_5), (C_1, C_3, W_4, W_1, E_1, E_2, E_3) и (E_4, W_6, W_5). Уровень коэффициентов A_{02} (как и A_{03}) близок для разных подтипов, поэтому эти коэффициенты трудно использовать для выделения комбинаций.

Более заметные колебания имеет коэффициент A_{30} (причем он всегда меньше 0). По абсолютной величине A_{30} намечаются комбинации (E_5, E_2, C_3, W_3), (W_1, W_5, C_2, E_4) и (E_1, E_3, C_1, W_2, W_4, W_6).

Таким образом, рис. 2 позволяет не только охарактеризовать содержание каждого подтипа и типа с точки зрения известных элементарных процессов, то и наметить наиболее логичные комбинации подтипов на основе уровня разных коэффициентов A_{ij}. Сводка таких комбинаций приводится в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициент	Комбинация 1	Комбинация 2	Комбинация 3
A_{00}	C_3, W_1, W_3, E_2, E_4, E_5	C_1, C_2, W_4, E_1, E_3	W_5, W_2, W_6
A_{10}	W_6, W_5, C_1, C_3	E_2, E_1, E_4, E_5, C_2, C_3, W_4, W_1, W_2, W_3	—
A_{01}	C_1, C_2, C_3, W_3	E_1, E_2, E_4, W_2, W_6, W_1	E_5, E_3, W_5
A_{20}	C_2, W_3, W_2, W_5	C_1, C_3, W_4, W_1, E_1, E_2, E_3	E_4, W_6, W_5
A_{30}	E_5, E_2, C_3, W_3	W_1, W_5, C_2, E_4	E_1, E_3, C_1, W_2, W_4, W_5, W_6

Как и следовало ожидать, составляющие комбинаций, найденных по разным A_{ij}, отличаются, хотя некоторые закономерности все же заметны. Довольно высоким уровнем всех коэффициентов отличаются подтипы C_3, E_5, W_3, тогда как низкий уровень характерен для подтипов W_5, W_6. Ранее уже указывалось, что в основу типизации должны быть положены какие-то комплексы из коэффициентов A_{ij} например, если составить простейший комплекс в виде A_{01}/A_{10} (отношение интенсивности меридионального переноса и интенсивности широтного), тогда можно выделить три довольно четкие комбинации из подтипов: при

Коэффициент	I	II	III	IV
A_{00}	10,82	10,85	11,98	14,23
A_{10}	4,15	3,36	1,69	1,75
A_{20}	—0,093	0,083	0,312	0,209
A_{30}	—1,130	—0,450	—0,630	—0,513
A_{01}	0,0	0,216	0,083	0,029
A_{02}	0,067	0,073	0,086	0,075
A_{03}	—0,035	—0,097	—0,071	—0,095

Таблица 3

V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
15,59	15,98	16,13	16,09	15,01	12,93	12,62	8,76
1,62	1,21	2,52	2,11	2,04	2,02	3,11	3,70
0,240	0,178	—0,075	—0,139	—0,254	—0,256	—0,294	0,094
—0,73	—0,822	—0,526	—1,310	—0,650	—0,810	—0,990	—1,020
0,240	0,339	0,367	0,310	0,210	0,233	0,084	0,255
0,103	0,096	0,102	0,110	0,088	0,107	0,111	0,071
—0,067	—0,065	—0,047	—0,028	—0,019	—0,045	—0,032	—0,085

$A_{01}/A_{10} = 0,16 — 0,34$ (C_1, C_2, C_3, W_3); при $A_{01}/A_{10} = 0,04 — 0,12$ (W_1, W_2, W_4, W_6, E_1, E_2, E_4), при $A_{01}/A_{10} = —0,03 — —0,17$ (W_5, E_3, E_5). Так как из рис. 2 видно, что коэффициенты более высокого порядка также имеют заметную величину, то они должны входить в состав типизирующего комплекса из A_{ij}.

Выберем простейший вариант для типизирующего комплекса в виде суммы A_{ij} и объединим подтипы циркуляции в три группы с учетом величины ΣA_{ij}: для 20—17,5 (C_3, E_2, W_3, W_1); при 17,5—16,5 (E_3, C_1, E_4, E_5, E_1), при 15,5—10,5 (W_4, C_2, W_5, W_6, W_2).

Если состав первой группы непонятен, то вторая и третья довольно однородны и это говорит, что при составлении данной типизации неявный типизирующий признак был близок к оценке суммарного вклада различных элементарных полей. Очевидно, что возможны и другие комплексы из A_{ij}, исследование и обоснование которых является самостоятельной задачей, выходящей за рамки данной работы.

Как уже указывалось ранее, второй задачей данной работы был расчет и анализ коэффициентов разложения средних месячных многолетних полей давления. Для этой цели из [8] были сняты величины давления 5°×5° квадратов в районе 30—65° с. ш 5—65° з. д. Разложение, как и в предыдущем случае, осуществлялось при $n_1=7$, $n_2=13$ и были найдены коэффициенты A_{00}, A_{10}, A_{01}, A_{20}, A_{02}, A_{30}, A_{03}. Сводка этих коэффициентов дана в табл. 3, на основании которой построен рис. 3. Отметим ряд интересных особенностей годового хода атмосферной циркуляции над Северной Атлантикой. Уровень среднего поля давления резко увеличивается от зимы к лету, в течение которого остается почти постоянным, а затем вновь резко уменьшается к зиме.

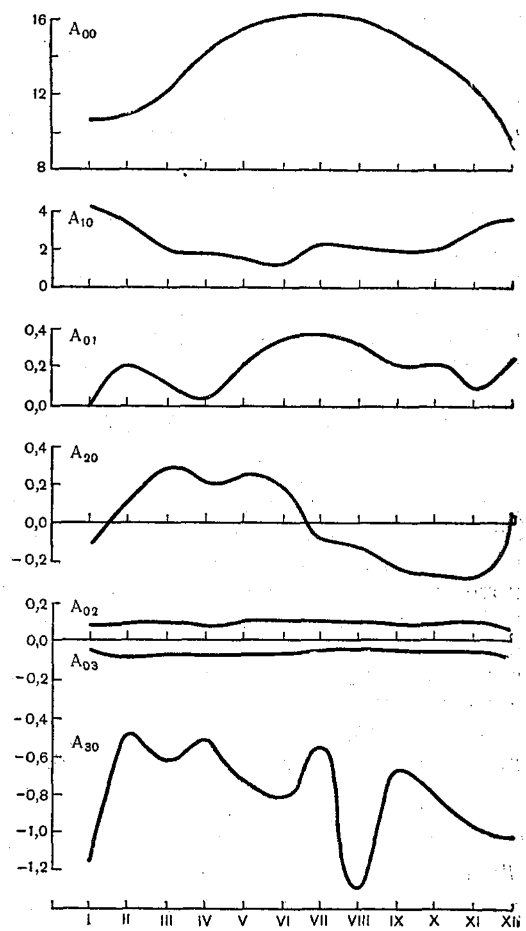

Рис. 3. Годовой ход коэффициентов разложения средних многолетних полей давления

Интенсивность широтного переноса зимой почти в 4 раза выше, чем ранним летом, но к концу лета это отношение уменьшается до 2,0. Поле, описываемое коэффициентом A_{20} (ложбина, вытянутая с запада на восток), заметно меняется от первого полугодия ко второму, указывая на существование полугодовой волны. Таким образом, весной наблюдается максимальная западная (юго-западная) составляющая переноса в низких широтах и восточная (северо-восточная) в умеренных широтах. К осени наблюдается переход к более чисто западному переносу в низких широтах и увеличение северной составляющей в умеренных широтах. Меридиональный перенос (A_{01}), как и следовало ожидать, достигает своего максимума летом, однако, неожиданным является то, что его интенсивность также очень большая в начале и конце зимы. Поле, описываемое коэффициентом A_{02}, очень неустойчиво в течение года, но общей закономерностью является рост его интенсивности от зимы к лету и поздней осени. Наконец, поля, интенсивность которых описывается коэффициентами A_{30} и A_{03}, характеризуются, соответственно, медленным усилением от конца зимы к ее началу и ослаблением от весны к осени.

Таким образом, из рис. 3 видно, что для среднего многолетнего года основной вклад в формирование поля атмосферного давления над Северной Атлантикой вносят поля, интенсивность которых определяется коэффициентами A_{00}, A_{10}, A_{01}, A_{20}, A_{30}. Если рассчитанные коэфициенты можно рассматривать как норму, то аномалии полей давления и, следовательно, циркуляции атмосферы могут быть выражены как разности соответствующих коэффициентов для месяцев конкретного года и многолетних норм. Использование аномалий коэффициентов может помогать в объяснении особенностей гидрометеорологического режима для отдельных конкретных лет.

При сравнении разложений полей следует стремиться к тому, чтобы границы выбранного района, а также величины n_1 и n_2 совпадали. Нарушения этих условий могут приводить к различиям в коэффициентах разложения одного и того же поля. Например, разложение полей давления для 14 подтипов по району 20—70° с. ш., 10—80° з. д., при выборе $10 \times 10°$ квадратов (т. е. $n_1 = 5$, $n_2 = 7$) дает коэффициенты A_{00}, близкие к величинам из табл. 1, однако, по мере увеличения порядка коэффициента расхождение становится все более заметным и для A_{02}, величины могут отличаться в 10 раз (правда, сами они невелики) и иметь разные знаки.

В заключение можно сказать, что разложение полей давления в полином интересно и для коротких периодов времени, так как позволяет лучше понять вклад отдельных элементарных процессов. В качестве примера были рассчитаны коэффициенты разложения поля геопотенциала на уровнях 850 и 500 *мб* для 16—19 декабря 1958 г. по району 25—60° с. ш., 10—80° з. д. (квадраты $5 \times 5°$). Для разложения использовались карты за 03 *ч* московского времени. Выбор данного периода определялся интересными синоптическими условиями: очень глубокий циклон пересекает Северную Атлантику с запада на восток (от Ньюфаундленда к Англии). Сводка коэффициентов A для поверхностей 850 и 500 *мб* дана в табл. 4.

Таблица 4

Дата	A_{01}	A_{02}	A_{03}	A_{10}	A_{20}	A_{30}	A_{01}	A_{02}	A_{03}	A_{10}	A_{20}	A_{30}
	$H = 850$ *мб*						$H = 500$ *мб*					
16/XII	−0,45	−0,68	0,00	5,35	0,58	−2,46	−0,14	−0,87	0,03	13,70	1,21	−3,72
17	−0,28	−0,05	−0,05	4,98	1,20	2,26	0,07	−0,63	−0,04	12,10	1,06	−4,45
18	−0,63	−0,15	0,05	2,16	1,46	−2,94	0,16	−0,33	0,03	12,90	1,22	−4,52
19	−0,61	−0,77	0,00	5,04	0,90	−3,72	−0,13	−0,86	0,03	11,40	1,37	−2,52

Сопоставление результатов табл. 4 с картами геопотенциала на уровне 850 *мб* показывает на удовлетворительное согласие между изменением коэффициентов A_0, A_{10} и полей геопотенциала.

Сравнение данных табл. 4, как и следовало ожидать, указывает на заметное увеличение с высотой широтного (западного) переноса и уменьшение меридионального (A_{10}).

Основные расчеты, содрежащиеся в данной работе, выполнены студентками ЛГМИ А. П. Третьяковой и Л. В. Штабовой, которым автор выражает благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вангенгейм Г. Я. Основы макроциркуляционного метода долгосрочных прогнозов для Арктики, Тр. ААНИИ, т. 34, 1952.
2. Валерианова М. А. Повторяемость барических полей над Северной Атлантикой. Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961. Исследования Северной части Атлантического океана. Сб. 1.
3. Соркина А. И. Типы атмосферной циркуляции и ветровых полей над Северной частью Атлантического океана. Тр. ГОИН, вып. 84, 1965.
4. Белинский Н. А. Использование некоторых особенностей атмосферных процессов для долгосрочных прогнозов погоды. Гидрометеоиздат, 1957.
5. Кац А. Л. Сезонные изменения общей циркуляции атмосферы и долгосрочные прогнозы. Гидрометеоиздат, 1960.
6. Вительс Л. А. Об определении индекса циркуляции по данным синоптического каталога. «Метеорология и гидрология», 1947, № 5.
7. Багров Н. А. Аналитическое представление полей. Тр. ЦИП, вып. 64, 1958.
8. Атлас климатических данных северной части Атлантического океана. Изд. УНГС ВМФ, 1959.
9. Белинский Н. А., Глаголева М. Г. Исследование возможности экстраполяции полей аномалий цикло- и антициклонической деятельности. Тр. ЦИП, вып. 91, 1963.

МНОГОЛЕТНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Е. И. Серяков, А. И. Смирнова

Установление закономерностей многолетних изменений температурного режима в море можно вести различными путями. Одни исследователи изучают особенности тепловых условий отдельных лет, сопоставляя их с предыдущими годами или средними многолетними условиями. Некоторые авторы уделяют большое внимание выявлению цикличности в гидрометеорологическом режиме Северной Атлантики с помощью различных методов спектрального анализа. Нам представляется, что выявление закономерностей многолетних колебаний теплового состояния рассматриваемого района можно сделать с помощью данных о тепловом балансе деятельного слоя океана.

Условия теплового баланса деятельного слоя записываются в виде уравнения:

$$\Delta Q = R - P - LE + A, \tag{1}$$

где ΔQ — изменение теплосодержания деятельного слоя;
R — радиационный баланс поверхности моря;
P — турбулентный теплообмен с атмосферой;
LE — затраты тепла на испарение;
A — адвекция тепла течениями.

Для определения радиационного баланса поверхности моря применялась методика, разработанная в Главной геофизической обсерватории имени А. И. Воейкова [1]. Формула для расчета радиационного баланса имеет вид:

$$R = Q_0 (1 - an - bn^2)(1 - \alpha) - s\sigma\theta^4 (11{,}7 - 0{,}23\,e) \times \\ \times (1 - cn) - 4s\sigma\theta^3 (\theta_w - \theta), \tag{2}$$

где Q_0 — суммарная радиация при условии безоблачного неба;
n — средняя облачность, выраженная в долях единицы;
a, b — численные коэффициенты;
α — альбедо водной поверхности;
e — упругость водяного пара, *мб*;
θ — температура воздуха;
θ_w — температура деятельной поверхности;
s — коэффициент, характеризующий отличие свойств излучающей поверхности от излучающей способности абсолютно черного тела;
σ — постоянная Стефана-Больцмана;
c — численный коэффициент.

Затраты тепла на испарение LE и турбулентный теплообмен с атмосферой P определялись по эмпирическим формулам вида:

$$LE = a_z L u (E - e) \frac{0{,}622}{p}, \qquad (3)$$

где E — упругость насыщенного водяного пара, рассчитанная по температуре испаряющей поверхности;

e — упругость водяного пара на некоторой высоте в воздухе;

p — атмосферное давление;

u — скорость ветра;

L — скрытая теплота парообразования ($L = 597 - 0{,}56\,\theta_w$ *кал/г*);

a_z — коэффициент пропорциональности.

$$P = a_z c_p u \cdot (\theta_w - \theta), \qquad (4)$$

где c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

В уравнениях (3) и (4) коэффициент a_z определялся из условий замыкания теплового баланса Мирового океана в целом, причем он принят в данной работе равным $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ *г/см*^{3}.

Авторы разделяют выводы работы [2], в котрой показано, что при средних и больших скоростях ветра термическая стратификация мало влияет на турбулентный поток тепла над океанами и лишь при слабых ветрах это влияние может стать существенным. При расчете месячных величин потерь тепла на испарение и турбулентного теплообмена с использованием постоянного коэффициента a_z влияние стратификации атмосферы изменяет потоки тепла и влаги в пределах точности расчета. Поэтому учет стратификации в данной работе не производился.

При расчете изменения теплосодержания деятельного слоя возникают осложнения в связи с недостатком данных о вертикальном распределении температуры и из-за изменения глубины деятельного слоя, которая в большинстве расчетов считается постоянной. Чтобы избавиться от второго недостатка, была определена глубина деятельного слоя различных районов Северной Атлантики. В этом слое изменение теплосодержания во времени является функцией изменения температуры на поверхности. Карта глубин деятельного слоя дана в работе [3].

Недостаток глубоководных наблюдений над температурой воды в океане привел к необходимости использовать косвенный метод определения изменений теплосодержания. Используя данные многолетних наблюдений над температурой воды, систематизированные в монографии [4], построили графики связи изменения теплосодержания деятельного слоя с изменением температуры воды на поверхности.

Расчеты изменения теплосодержания выполнялись по формуле:

$$c\,\frac{M}{N} \sum_{n=0}^{n=k-1} \left[\frac{(T_{a_1 n} - T_{b_1 n}) + (T_{a_1(n+1)} - T_{b_1(n+1)})}{2} \right] [\textit{кал/см}^2 \cdot \textit{сут}],$$

где c — теплоемкость воды;

M — масса столба воды данной высоты и поперечным сечением 1 *см*^{2};

N — число дней в месяце;

T — температура воды, С°;

$n = 0$ — относится к поверхности океана;

k — к глубине деятельного слоя.

Индексами a и b обозначены месяцы, для которых рассчитывалось изменение теплосодержания.

Совместно со Строкиной Л. А. были получены графики связи изменения теплосодержания с изменением температуры воды на поверхности.

При оценке возможности использования полученных связей для определения величин изменения теплосодержания за отдельные годы были получены высокие коэффициенты корреляции (0,80—0,98).

Адвекция тепла течениями определялась как остаточный член из уравнения теплового баланса деятельного слоя моря.

Составляющие теплового баланса были рассчитаны за 15 лет (с 1951 по 1965 г.). Для их расчета были использованы результаты наблюдений на кораблях погоды, расположенных в характерных районах Северной Атлантики [7, 8].

Особенности полученных компонент теплового баланса были рассмотрены на примере трех характерных лет, для выбора которых были использованы аномалии температуры воды на поверхности за каждый год (с 1951 по 1960 г.). На основе их анализа 1953 г. был отнесен к теплым годам, 1959 г. — к холодным и 1957 г. — к средним многолетним условиям.

Для трех рассматриваемых лет были построены карты изменения теплосодержания для всех месяцев. Было отмечено, что для большинства районов Северной Атлантики февраль является последним месяцем зимнего охлаждения. Таким образом, февральское распределение изменения теплосодержания в известной мере должно формировать последующие аномалии температуры воды. В августе обычно кончается прогрев и изменение теплосодержания должно влиять на температурную аномалию первой половины следующего года.

Для радиационного баланса также была сделана попытка определить, как связаны годовые аномалии радиационного баланса с аномалиями температуры воды на поверхности. С этой целью были построены и проанализированы графики годовых величин аномалий радиационного баланса и аномалий температуры воды за характерные и смежные с ними годы. В отличие от изменения теплосодержания, которое формирует температурные аномалии следующего года, аномалии радиационного баланса тесно связаны с отклоненининиями от нормы температуры воды за этот же год.

По результатам выполненных расчетов теплового баланса на поверхности моря ($T = R \pm P \pm LE$) за характерные годы были построены карты. Сравнивая их с годовыми аномалиями температуры воды на поверхности, можно сделать вывод о том, что величина теплового баланса и аномалии температуры воды для одного и того же года неплохо согласуются между собой.

Не имея возможности проанализировать межгодовые колебания величин турбулентного теплообмена и потерь тепла на испарение по всем кораблям погоды Северной Атлантики, рассмотрим изменчивость годовых сумм P и LE для корабля погоды «М».

За последние 15 лет максимальные отклонения от нормы для потерь тепла на испарение составляют около 20 *ккал/см²·год*, а для турбулентного теплообмена 12—15 *ккал/см²·год*. Следует заметить, что имеет место согласованность в знаке аномалий, так, например, P и LE для 1954, 1955, 1962, 1965 гг. были выше норы, а для 1956, 1960, 1963 *гг.* эти характеристики теплового балланса были ниже нормы.

Выполненные расчеты потерь тепла с поверхности Норвежского моря показали, что резкое понижение теплового состояния Норвежского и Баренцева моря в 1963 г. наступило не вследствие более интенсивной отдачи тепла посредством испарения и теплообмена с атмосферой, а, очевидно, из-за уменьшения адвективного теплообмена в деятельном слое моря.

Представляет интерес рассмотреть изменение теплосодержания при разных типах атмосферной циркуляции в Северной Атлантике.

Для подобного сопоставления была выбрана типизация, разработанная М. А. Валериановой [5], которая для Северной Атлантики выявила шесть основных разновидностей западной формы циркуляции, пять — восточной и три — меридиональной. Каждый подтип оказался характерным для определенного сезона, поэтому величины изменений теплосодержания были распределены по сезонам и для всех подтипов (с 1951 по 1963 г.) были подсчитаны сезонные величины в *ккал/см*^{2}*·мес.*

Были построены типовые карты изменения теплосодержания. Полученные характерные распределения изменения теплосодержания были сопоставлены с картами каждого подтипа атмосферной циркуляции.

На рис. 1 представлено зимнее распределение ΔQ, характерное для подтипа W_2, и соответствующая барическая карта (рис. 2).

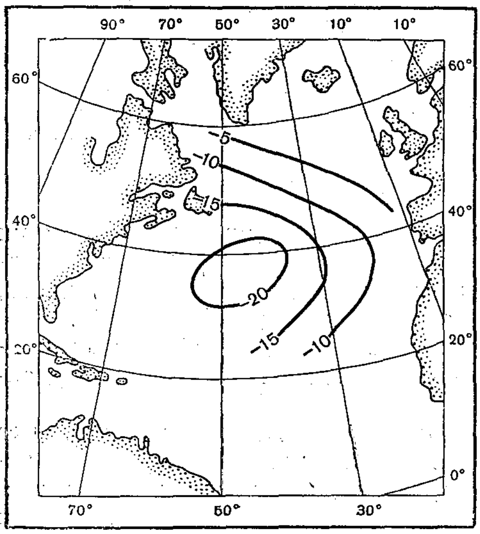

Рис. 1. Характерное распределение изменения теплосодержания при подтипе W_2

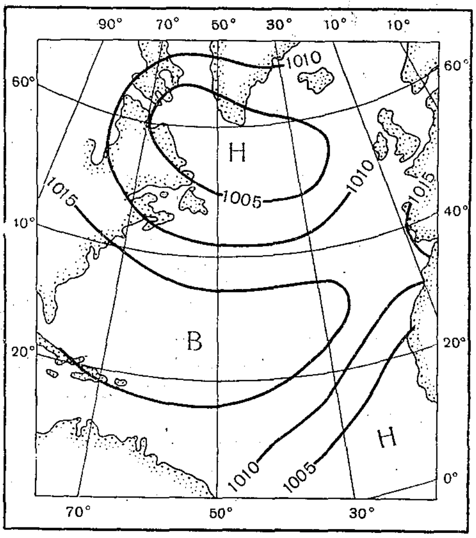

Рис. 2. Барическая карта подтипа W_2

Летнее распределение изменения теплосодержания для подтипа W_4 и барическая карта данного подтипа представлены на рис. 3 и 4.

При подтипе W_2 наблюдается ослабление циркуляции. Холодный воздух с материка поступает на небольшой район юго-восточнее Ньюфаундленда, в результате чего здесь наблюдается максимальная теплоотдача, достигающая 20 *ккал/см*^{2}*·мес.* На остальную площадь Северной Атлантики приходит теплый воздуха и величины изменения теплосодержания колеблются от —3,0 до —6,0 *ккал/см ·мес.*

Подтип W_4 характеризуется областью низкого давления в умеренных и высоких широтах и кольцом повышенного давления в субтропической и тропической зоне.

Юго-восточнее Ньюфаундленда наблюдается наибольшее теплонакопление (26,4 *ккал/см · мес*), что хорошо согласуется с поступлением в этот район теплого воздуха с материка и с юга и ослаблением Лабрадорского течения.

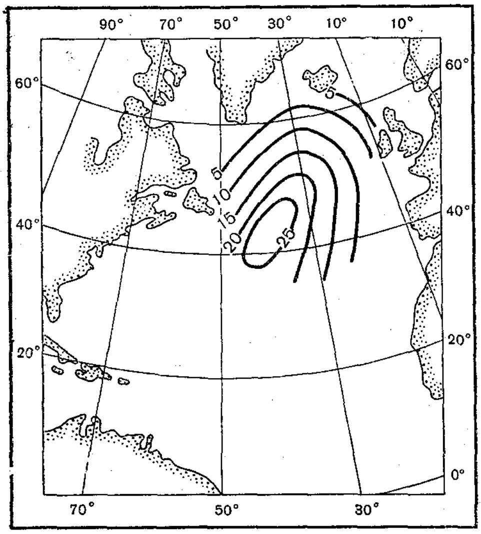

Рис. 3. Характерное распределение изменения теплосодержания при подтипе W_4

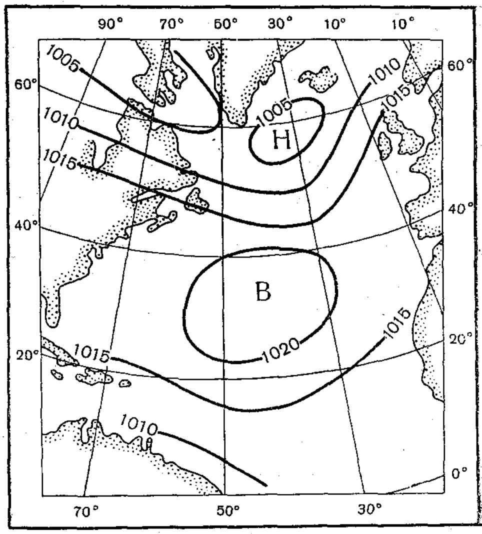

Рис. 4. Барическая карта подтипа W_4.

Наименьшее ΔQ встречается к юго-западу от Исландии (2,0 *ккал/см*^{2} · *мес*) и объясняется, с одной стороны, притоком холодного воздуха с севера, увеличивающим теплоотдачу через поверхность, и, с другой стороны, усилением Восточно-Гренландского течения.

Распределение изменения теплосодержания для остальных подтипов так же хорошо согласуется с распределением атмосферного давления.

Проведенное сопоставление позволяет сделать вывод о том, что распределение изменения теплосодержания хорошо согласуется с изменчивостью атмосферной циркуляции и, следовательно, имеется возможность по распределению атмосферного давления и полученным типовым картам изменения теплосодержания судить об изменчивости температурного режима деятельного слоя за отдельные годы.

До сих пор много неясностей имеется при определении адвекции тепла течениями. То, что морскими течениями осуществляется перенос тепла из одних районов океана в другие, не вызывает ни у кого сомнений. Однако удельный вес этой компоненты уравнения теплового баланса, а также годовой ход ее исследователи оценивают по-разному. При современном уровне знаний и количестве наблюдений над течениями в море определить адвекцию тепла независимым способом крайне трудно. Мы воспользовались простым соотношением:

$$A = \Delta Q - T,$$

где ΔQ — месячное изменение теплосодержания;

T — тепловой баланс на поверхности за месяц.

Из этой формулы адвекция получается как остаточный член, что является, конечно, большим недостатком этого приема расчета.

Заслуживает внимания полученный этим методом годовой ход адвекции тепла течениями для корабля погоды «М» (рис. 5). Ранее было получено, что для Баренцева и Норвежского морей в годовом ходе адвекции имеет место полугодовая вариация, с максимумом в январе и июле—августе. Как известно, в годовом ходе скорости течений также наблюдаются два максимума и два минимума. Это отмечалось А. Ли и Хиллом для Западно-Шпицбергенского течения, Монтгомери и Айселиным для Северо-Атлантического течения. Максимовым и Смирновым для всей системы течений Гольфстрима.

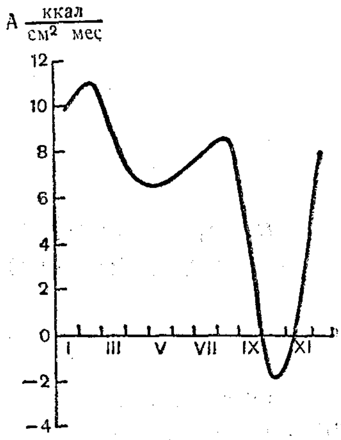

Рис. 5. Годовой ход адвекции тепла течениями для корабля погоды М

В заключение можно попытаться проследить изменчивость величин теплового баланса поверхности Баренцева и Норвежского морей для условий разных эпох циркуляции атмосферы.

Согласно исследованиям А. А. Гирса [6], с 1900 до 1928 г. преобладала западная форма атмосферной циркуляции в северном полушарии и в эти годы величины теплового баланса на поверхности были минимальны. В эпоху восточной формы циркуляции (1930—1939 г.) отмечались наибольшие значения теплового баланса, а для лет, относящихся к эпохе меридиональной циркуляции, тепловой баланс на поверхности близок к норме.

Учитывая выявленную связь изменения составляющих теплового баланса деятельного слоя с изменчивостью макрометеорологических характеристик, предполагается в дальнейшем получить характерные распределения всех компонент теплового баланса деятельного слоя при различных типах атмосферной циркуляции, что, видимо, позволит перейти к прогнозу отдельных составляющих теплового баланса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас теплового баланса земного шара, под ред. М. И. Будыко. Гидрометеоиздат, 1963.
2. Будыко М. И., Гандин Л. С. Об определении турбулентного теплоебмена между океаном и атмосферой. «Метеорология и гидрология», 1966, № 11.
3. Смирнова А. И. О глубине деятельного слоя Северной Атлантики. Тр. ЛГМИ, вып. 24, 1967.
4. Основные черты гидрологии Атлантического океана, под ред. А. М. Муромцева. Гидрометеоиздат, 1963.
5. Валерианова М. А. Повторяемость барических полей над Северной Атлантикой, Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961.
6. Гирс А. А. Эпохальные преобразования форм атмосферной циркуляции и связанные с ними колебания уровня Каспийского моря. Изв. АН СССР, серия географ., № 1, 1957.
7. Zur Klimatologie des Nordatlantiscen Ozeans Deutscher wetterdienst, Seewetteramt Einzelveröffentlichnugen. Nr 39, 1963.
8. Monthly climatic data for the world weather Bureu 1961—1965.

МНОГОЛЕТНИЕ КОЛЕБАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТИ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Е. И. Серяков, О. А. Гулов

Проблема изучения изменений климата нашей планеты является одной из актуальных научных проблем. Существенное изменение климата в первой половине XX в. нашло отражение и в многолетней изменчивости термического режима океанов и морей.

В данной статье произведена попытка рассмотреть многолетние колебания температуры воды на поверхности в отдельных районах северо-восточной и северо-западной частей Атлантического океана. Для выявления влияющих факторов в формировании термического режима рассматриваемого района были привлечены весьма интересные морфометрические характеристики Исландского центра действия атмосферы [1, 2]. В настоящее время признается многими исследователями, что изучение многолетних колебаний различных гидрологических характеристик совместно с изменениями, происходящими в атмосфере, может выяснить механизм взаимодействия океана и атмосферы.

Не имея возможности остановиться на всех работах, посвященных этому вопросу, отметим лишь основные, с нашей точки зрения, исследования, направленные на изучение многолетних колебаний. В работе Смеда [3] указывается, что среднегодовая температура воды у северо-западных берегов Европы повысилась на 0,5° с начала текущего столетия.

Лам и Джонсон, использовав все имеющиеся в Британском адмиралтействе данные о температуре воды в Атлантике с 1780 г., пришли к выводу о том, что в начале XIX в. Северо-Атлантическое течение располагалось значительно южнее, чем теперь [4]. Кроме того, оно было отклонено к западу от берегов Европы, так что область океана севернее и восточнее Бермудских островов тогда была значительно теплее. Лабрадорское течение было более широким и более холодным у берегов Северной Америки. Севернее 50° с. ш. температура воды на поверхности была ниже, чем теперь.

Родевальд [5] считает, что температура воды в Северной Атлантике в течение XX в. повысилась на 0,5°. В средних широтах Атлантики картина более сложная. После периода низких температур в 1900—1929 гг., начиная с 1932 г. положительные аномалии температуры воды стали наблюдаться южнее Исландии в зоне 55—60° с. ш.

Браун установил параллелизм в колебаниях температуры воды и воздуха для Северной Атлантики [6]. В зоне южнее Ньюфаундленда Браун обнаружил потепление в 1912—1921 гг. до 1950—1954 гг., а затем похолодание 2,5° до 1959 г. Около Азорских островов с начала столетия наблюдалось слабое потепление. Для морей Европейского Севера потепление составило 0,5° между 40-летиями 1881—1920 гг. и 1921—1960 гг.

Очень итересные результаты удалось получить Бьеркнесу [7], который сопоставлял колебания барического и температурного полей в районе Северной Атлантики. Он отмечает, что решение вопроса о влиянии колебаний атмосферной циркуляции во времени и пространстве на изменения в температуре поверхности вод осложняется обратным воздействием океана на атмосферу. Атмосфера в свои возмущения включает влияния по меньшей мере всего полушария. Во всем этом сложном взаимодействии и заключена, по мнению Бьеркнеса, основная причина колебаний климата. Проблеме колебаний режима Северной Атлантики посвящен ряд работ И. В. Максимова и Н. П. Смирнова [8, 9, 10]. Представители этого направления изменения термики вод океана объясняют воздействием на крупномасштабные процессы, протекающие в океане и атмосфере Земли, сил космического и геофизического происхождения. Важным выводом этих исследователей следует признать, что в колебаниях температуры воды Северной Атлантики существенное влияние оказывает 18-летняя составляющая колебаний интенсивности Гольфстрима. Полученные в работах Максимова и Смирнова путем периодограмманализа четыре мнимопериодических компоненты с периодами 3,6; 6,6; 11,4; 17,7 года обнаружены в изменениях температуры воздуха на побережье Норвежского и Баренцева морей, колебаниях температуры воды в этих морях и изменчивости Гольфстрима. Все это привело цитированных выше авторов к убеждению о существовании «единой термической структуры» в долгопериодных изменениях процессов, протекающих в гидросфере и атмосфере в этом районе Земли. Однако следует сразу же заметить, что внешние факторы не формируют полностью и без искажений крупные атмосферные и океанические процессы, так как этим процессам характерна тенденция к саморазвитию, что сильно усложняет первоначальные возмущения внешнего происхождения. Об этом говорит и факт слабой оправдываемости сверхдолгосрочных прогнозов температуры воды, составленных разными авторами компонентно-гармоническим методом. Интересен подход некоторых авторов к установлению зависимостей между колебаниями форм атмосферной циркуляции и тепературы воды в океане. Согласно А. А. Гирсу, при меридиональных формах циркуляции в юго-восточной части Северной Атлантики будут преобладать и усиливаться ветры юго-западного направления, которые вызовут усиление Северо-Атлантического течения. В результате в район Фареро-Шетландского пролива и к берегам Англии и Норвегии будет приноситься большое количество тепла [11]. Детализируя классификацию Вангенгейма применительно к Северной Атлантике М. А. Валерианова выделила 14 типов барических полей в этом районе [12]. Когда атмосферная циркуляция и циркуляция вод ослаблены, а это имеет место при подтипах E_5, C_1 и C_3, в западной части океана наблюдаются высокие значения температуры воды и пониженные величины на востоке. При подтипах W_5, W_6, E_1, E_2, E_3 и E_4. Исландский минимум очень глубок и охватывает большую площадь, в Северо-восточной части океана наблюдаются повышения, а на западе наблюдаются отрицательные аномалии температуры воды на поверхности. Подтипы W_1; W_2; W_3; W_4; C_2 характеризуются областью повышенного давления над Гренландией и Гренландским морем и пониженным давлением над Северной Америкой. При этой ситуации усиливаются течение Ирмингера и Норвежское течение, а температура воды всюду близка к норме.

Из рассмотренного обзора работ на данной проблеме видно, что, несмотря на ряд интересных исследований, многое еще неясно. В настоящее время весьма актуальным является вопрос о долгосрочном и сверхдолгосрочном прогнозировании термики вод океанов и морей. В этом отношении пока лишь сделаны первые шаги. Как известно, без ясного понимания физической сущности явлений все попытки разработать надежные методы прогноза успеха не имеют.

Авторами в качестве исходных были использованы данные Смеда по Северной Атлантике, наблюдения в Норвежском и Баренцевом морях, кроме того, использовались данные по району Канадского побережья и наблюдения кораблей погоды за последние десятилетия.

При рассмотрении кривых многолетнего хода температуры воды в квадратах Смеда (рис. 1) можно заметить особенности колебаний в различных районах (рис. 2). Группы квадратов, где отмечается синхронность колебаний при примерно равной значимости амплитуды колебаний, можно объединить по указанным признакам. Два наиболее южных квадрата E и N при графическом сопоставлении их температурного хода с данными в ближних квадратах показывают обособленность своего термического режима. Это отличие видно как при анализе среднегодовых величин температуры, так и при различных осреднениях. Значительное потепление в XX в. в этом районе имеет меньшее значение, чем в соседних северных районах Атлантики. Характерно отметить, что в короткопериодных колебаниях температура воды в квадратах E и N несколько опережает северные районы, но в общих более длинных тенденциях он проявляет зависимость от предыдущих длинных температурных волн северо-западного района.

Последовательность передачи коротких колебаний естественна, так как южный район первым принимает изменения теплового состояния Гольфстрима. Обратная зависимость при колебаниях периода 22—23 года связана с тем, что центром потепления и источником длинных термических волн является район северо-западной Гренландии [10]. Северо-западный район, включающий квадраты A, B, C, D во всех колебаниях как коротких, так и длинных опережает колебания в квадратах, лежащих к востоку от этого района. Это опережение ориентировочно можно оценить в 1—2 года. При рассмотрении длиннопериодных изменений вышеуказанное опережение происходит намного значительнее. Так например, «пик потепления» в северо-западном районе приходится на 1933 г., а в восточном районе он смещен к 1940—1941 гг. Начало потепления в северо-западном районе отмечается с 1918 г., а в восточном районе потепление началось с 1922 г. Деление Северной Атлантики по такому принципу подтверждают коэффициенты корреляции, рассчитанные для квадратов, находящихся в одном районе [при $t^\circ_C = f(t^\circ_A)$] $r = 0{,}80$; и для квадратов, относящихся к разным районам [при $t^\circ_C = f(t^\circ_A)$] $r = 0{,}47$.

Связь вариаций температуры воды внутри районов значительно выше, даже для квадратов, не граничащих друг с другом. Таким образом, отмечая единство и различие в многолетних колебаниях температуры воды, Северную Атлантику можно разделить на следующие районы: Южный, Северо-западный, Восточный (включая и южную часть Норвежского моря).

Деление Северной Атлантики на районы и представление квадратов Смеда в относительных единицах, вычисленных В. И. Гербовичем, дали возможность рассчитать средневзвешенные аномалии температуры поверхностных вод.

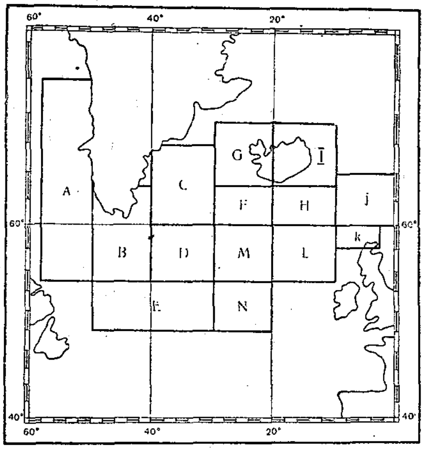

Рис. 1. Карта квадратов Смеда

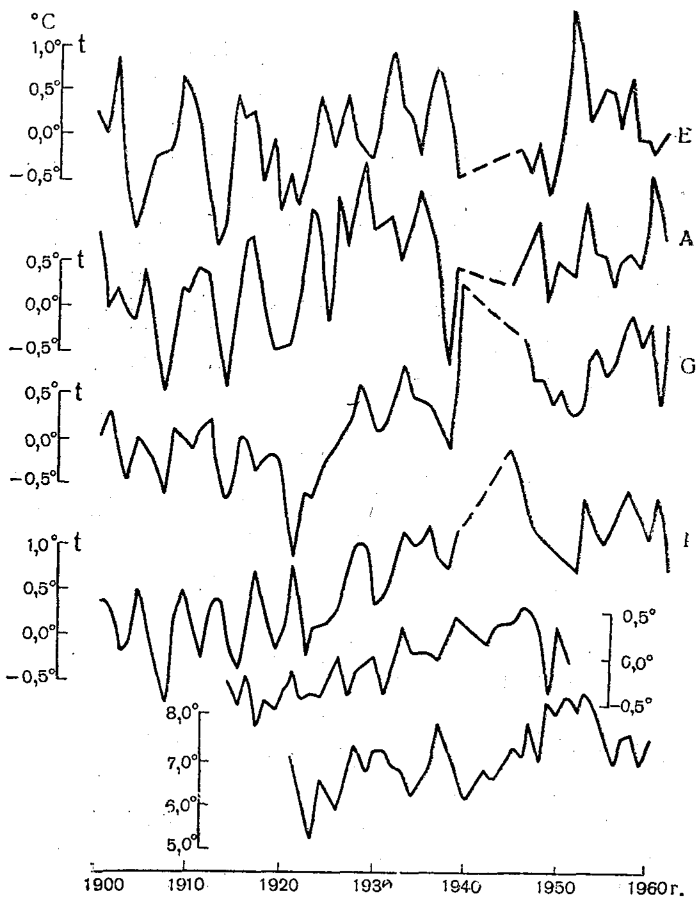

Рис. 2. Многолетние изменения среднегодовой температуры воды на поверхности в различных пунктах

В табл. 1 даны площади квадратов Смеда в относительных единицах (площадь квадрата $D = 1{,}0$).

Таблица 1

A	*B*	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*H*	*I*	*J*	*K*	*L*	*M*	*N*
2,00	1,28	1.20	1,00	2,00	0,60	0,66	0,60	0,46	0,80	0,26	1,00	1,00	1,00

С помощью скользящего осреднения удалось выделить следующие периоды: 2—3 года; 4—5 лет; 10—11 лет; 19—20 лет. В табл. 2 приведены полученные периоды для ряда квадратов.

Таблица 2

Степень осреднения	Районы наблюдений						Северная Атлнтика
	A	*E*	*I*	*K*	*F*	Sent-Andrews	
$m = 1$	2,7	2.5	3,9	2,6	2,8	2,8	2,9
$m = 3$	5,2	6,1	4,6	4,5	4,7	6,3	4,8
$m = 5$	10,8	9.6	10,6	11,5	12.1	15,1	—

Из табл. 2 можно сделать вывод о единстве температурных колебаний Северной Атлантики, за исключением станции Sent-Andrews, не подчиняющейся единому ритму. Колебания температуры воды Канадского побережья имеют более длинные периоды. Возможно это объясняется замедленностью изменений Лабрадорского и других арктических течений, а также инерционностью ледовых колебаний Арктики. Наиболее четко выделяются периоды в 10—11 лет, обусловленные 11-летним солнечным циклом. Любопытно рассмотреть процесс потепления на примере колебаний температуры на разрезе «Кольский меридиан». Здесь потепление началось в 1910—1912 гг. и достигло пика в 1936—1937 гг., т. е. процесс потепления в Баренцевом море опережает потепление в северо-восточной части, где максимум вероятно достиг только в 1943—1944 гг. (рис. 3).

После выявления цикличности в колебаниях термического режима Северной Атлантики необходимо остановиться на влияющих факторах. Можно с достаточной степенью уверенности утверждать, что имеются три общепланетарных явления, обнаруживающих вековой ход. К ним относится вековое увеличение уровня солнечной активности, вековое уменьшение содержащейся в атмосфере вулканической пыли и вековое повышение содержание в атмосфере углекислого газа. Имеются сведения, что с XIX в. средняя концентрация углекислого газа в атмосфере земли возросла на 10% Согласно результатам исследований Каплана, вековой прирост концентрации CO_2 должен вызвать увеличение средней глобальной температуры воздуха на 0,5° [7].

Из ряда исследований ясно, что режим атмосферной циркуляции над Северной Атлантикой в основном определяется изменчивостью характеристик Исландского минимума давления. Р. В. Абрамовым показано, что вариации положения и глубины Исландской депрессии связаны с колебаниями теплового состояния Северной Атлантики [1, 2]. Работами по тепловому балансу доказано о существовании обширного и мощного источника тепла с океана в атмосферу благодаря турбулентному теплообмену подстилающей поверхности океана с атмосферой. Как правильно отмечает Абрамов, естественно считать зону максимальной турбулентной теплоотдачи и атмосферную депрессию над

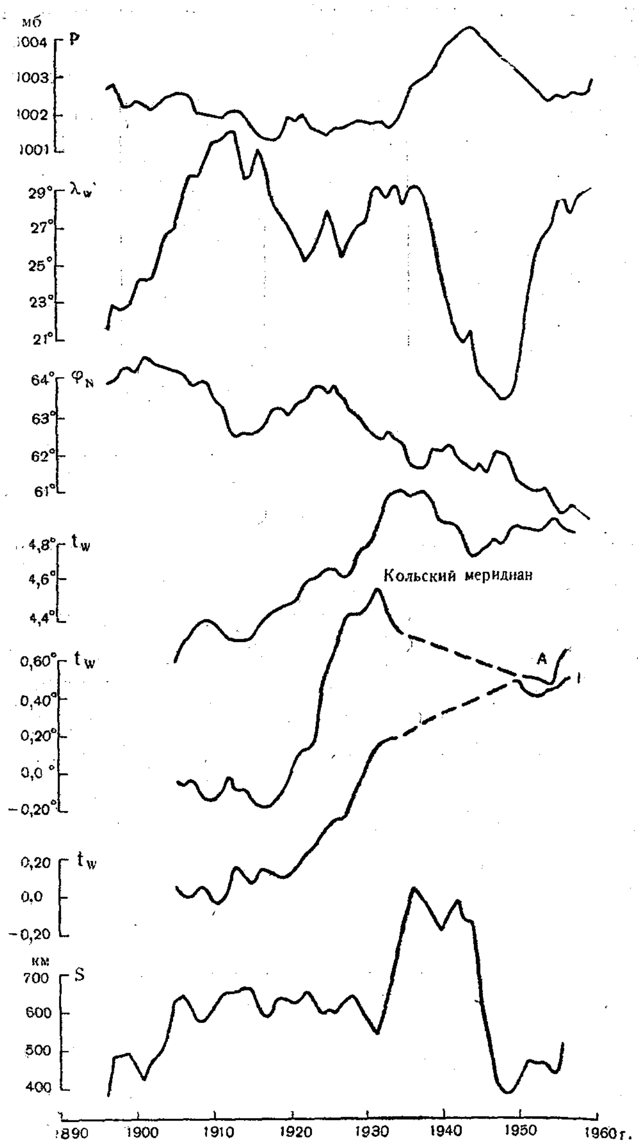

Рис. 3. Ход морфологических характеристик Исландского минимума (p — давление воздуха, λ — изменение по долготе, φ — изменение по широте, S — смещение центра депрессии) и температуры воды по 11-летним скользящим средним

ней тесно связанной парой физических явлений в пространственных и временных вариациях. При этом определяющим является географическое положение системы. В настоящее время, к сожалению, ряды данных по тепловому балансу Северной Атлантики крайне малы, поэтому количественные связи приходится устанавливать с помощью значений температуры воды с одной стороны и каких-либо морфометрических характеристик Исландского минимума.

Коэффициенты корреляции между температурой воды и морфометрическими характеристиками Исландской депресси представлены в табл. 3.

Таблица 3

Коэффициент корреляции	Северо-западный район	Северо-восточный район	Северная Атлантика
$r_{t_w,\,\varphi}$	−0,68	−0,59	−0,59
$r_{t_w,\,p}$	0,23	0,28	0,28
$R_{t_w,\,\varphi,\,p}$	0,72	0,67	0,67

Полученные связи неплохо показывают взаимное влияние термического режима океана и географического положения центра Исландского минимума. Наличие этого единства в его многолетней направленности подтверждают достаточно высокие связи, вычисленные при 3-летних скользящих осреднениях колебаний температуры воды и широты депрессии. Для всей Северной Атлантики $r_{t_w,\,\varphi} = -0{,}72$, а для северо-восточного района $r_{t_w,\varphi} = -0{,}81$. Можно считать, что колебания северо-западного района определяют в некоторой степени последующие колебания термики в восточном районе ($r_{t_{\text{СЗ}}\,t_{\text{СВ}}} = 0{,}72$). Если же в качестве определяющих факторов для термики восточного района взять широту Исландской депрессии и значения температуры воды в северо-западном районе, то множественный коэффициент корреляции будет равен 0,81.

Таким образом, единство колебаний Исландской депрессии и температуры воды в Северной Атлантике лучше проявляются не только в общей многолетней направленности, но и в тепловых колебаниях сравнительно больших районов Северной Атлантики. Вследствие отличия тепловых колебаний в северо-западном в восточном районах Атлантики, естественно считать, что связь температуры воды в этих районах с изменением широты Исландской депрессии проявляет себя различно.

При южном положении центра Исландского минимума барическое поле над Северной Атлантикой вызовет некоторое усиление Северо-Атлантического течения и, следовательно, вызовет рост температуры в северо-восточном районе (рис. 4). В это время вследствие южного положения Исландского минимума над Баренцевым морем и севером Европы получит развитие антициклональная циркуляция, особенно это хорошо проявляется в зимний период. Ветви теплых течений в Баренцевом и Норвежском морях будут сдерживаться циркуляцией атмосферы, а это приведет в конечном итоге к понижению температуры воды Норвежского и Баренцева морей. Сопоставление кривых изменений широты Исландского минимума давления и температуры воды на Кольском меридиане в большинстве случаев показывает, что при южном положении Исландского минимума температура воды в Баренцевом море понижается (рис. 5). Другой характер носит взаимодействие изменения географического положения Исландской депрессии и температуры воды в северо-западном районе. Если исключить вековой

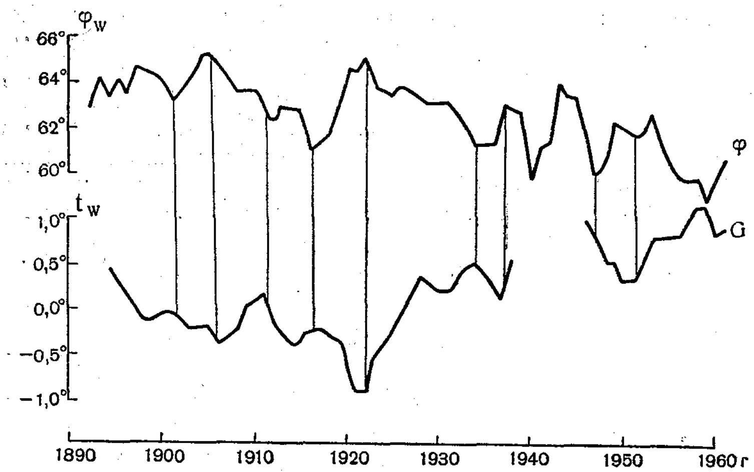

Рис. 4. Многолетние изменения широты центра Исландского минимума (φ) и аномалий температуры воды в квадрате *G* по 3-летним скользящим средним.

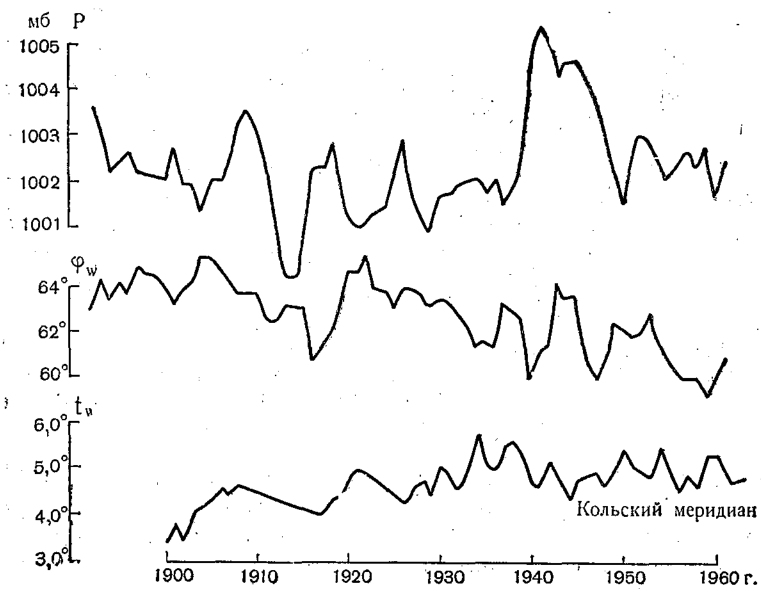

Рис. 5. Многолетние изменения глубины (*P*), широты центра Исландского минимума (φ) и температуры воды на Кольском меридиане по 3-летним скользящим средним.

ход этих явлений, а рассматривать только «волны» с периодом 18—20 лет, то нетрудно заметить, что каждому среднему положению центра Исландского минимума в каждой отдельной полуволне колебаний (19-летнего цикла) широта соответствует экстремуму на кривой хода температуры в северо-западном районе. Эту же закономерность можно отметить и для хода температуры воды всей поверхности Северной Атлантики (рис. 6). При этом следует отметить, что моменту пересечения среднего положения в полуволне колебаний широты при движении депрессии с севера к данному положению соответствует время с максимальными значениями температуры. И наоборот, при движении депрессии с юга к среднему положению широты Исландского минимума момент пересечения соответствует наинизшим значениям температуры воды. Поэтому можно думать, что при северной локализации Исландского центра действия атмосферы в северо-западном районе происходит увеличение теплозапаса, а при южном положении — его уменьшение.

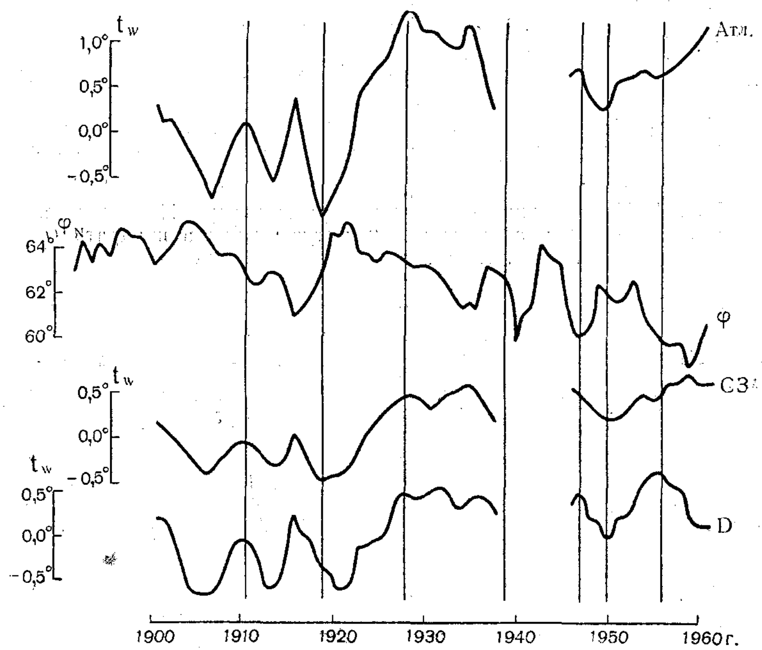

Рис. 6. Многолетние изменения широты центра Исландского минимума (φ), аномалий воды в квадрате D, в северо-западном районе (С—З) и всей Северной Атлантики (Атл.) по 3-летним скользящим средним.

Определенное воздействие изменения барического поля, вызванное сменой положения центра Исланского минимума, вызывает изменение теплового состояния Северной Атлантики и неминуемо должно последовать обратное воздействие изменения структуры температурного поля подстилающей поверхности на состояние данного центра действия атмосферы. Исландский минимум тяготеет к движению на юг вследствие общепланетарных процессов, но двигаясь в этом направлении он постепенно заполняется, потому что его южная локализация вызывает падение теплозапаса в северо-западном районе. Для возобновления энергии Исландский минимум вынужден подняться в более высокие широты, где имеют место наибольшие температурные контрасты. Смещение его происходит к северо-востоку, где во время южного положения депрессии произошло повышение температуры. Такие колебания Исландского минимума вызывают температурные колебания в океане с циклом 18—20 лет. По-видимому, нельзя считать южную направленность смещений Исландской депрессии причиной векового потепления. Ее следует искать в действии на процессы, протекающие в оболочках Земли, векового хода уровня солнечной активности и других факторов.

Как известно, слабая тенденция к потеплению проявилась в ходе температур воды и воздуха еще с начала XX в. С этого времени стало заметно направленное движение Исландского минимума к югу. Резкое потепление произошло в 20—30-х годах, причем очень резким было оно только в районе Северной Атлантики. Вслед за потеплением 30-х годов последовало резкое изменение всех характеристик Исландского центра давления воздуха (рис. 3). Следовательно, в этом изменении Исландская депрессия играла зависимую роль.

Причину резкого потепления следует искать в северо-западном районе Атлантики, где оно проявилось прежде всего. Но сначала это потепление стало заметно в температурном режиме верхних слоев атмосферы, которое отразилось и на нижних слоях. Ледяной покров Арктики начал уменьшаться, увеличивающийся приток арктических вод вызвал некоторое понижение температуры воды в Северной Атлантики, но затем в 1913—1917 гг. произошло ослабление Восточно-Гренландского и Лабрадорского течений. Об этом, в частности, свидетельствует рост температуры воды на станции Sent-Andrews в этот период.

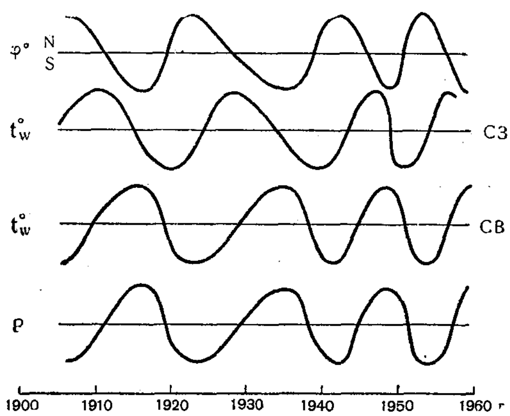

Рис. 7. Схематическое изображение колебаний морфометрических характеристик Исландского минимума и температуры воды в СЗ и СВ районах

Как уже отмечалось многими исследователями, Северо-Атлантическое течение и его продолжение, с одной стороны, и система холодных течений, с другой, тяготеют к синхронности колебаний (рис. 7). Однако периоды их колебаний не равны, так как эти течения формируются разными факторами. В промежуток времени между 1918 г. и 1928 г. в рассматриваемых системах течений произошли синхронные изменения, именно: Северо-Атлантическое течение резко усилилось, а Лабрадорское и Восточно-Гренландское течения ослабли. Это, очевидно, и вызвало резкое потепление в северо-западном районе Северной Атлантики, распространившееся затем в соседние районы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамов Р. В. Многолетние и сезонные изменения географического положения Исландского минимума атмосферного давления. Изв. Всес. геогр. об-ва, т. 98, 1966.

2. Абрамов Р. В. О возможных климатологических частотах колебательной системы океан — атмосфера. Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана, т. 2, № 6, 1966.

3. Smed I. Monthly anomalies of the surface temperature in areas of the North Atlantic. Annales Biologiques, vol. IV—X, 1945—1960.
4. Митчели Дж. М. Современные вековые колебания температуры земного шара в сб. «Солнечная активность и изменения климата». Гидрометеоиздат, 1966.
5. Rodewald M. Sea-surface temperature ot the north Atjautic ocean during the decade 1951—1960, their anomalies and development in relation to the atmospheric circulation. Changes of climate UNESCO, 1663.
6. Рубинштейн Е. С., Полозова Л. Г. Современное изменение климата. Гидрометеоиздат, 1966.
7. Bjerknes I. Climatic change as an ocean-atmosphere problem., Changes of climate UNESCO, 1963.
8. Максимов И. В. Вековой цикл солнечной деятельности и Северо-Атлантическое течение. «Океанология», вып. 2, 1961.
9. Максимов И. В., Смирнов Н. П. К изучению причин многолетних изменений деятельности Гольфстрима. «Океанология», вып. 2, 1965.
10. Смирнов Н. П. Солнечная деятельность и Гольфстрим. Материалы рыбохозяйственных исследований северного бассейная, вып. X, Мурманск, 1967.
11. Гирс А. А. Основы долгосрочных прогнозов погоды. Гидрометеоиздат, 1960.
12. Валерианова М. А. Повторяемость барических полей над Северной Атлантикой. «Исследования северной части Атлантического океана», сб. 1. Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961.

Часть вторая

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

ОПЫТ РАСЧЕТА ТРЕХМЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Б. И. Тюряков

Введение

В современной динамической океанологии теоретическим методам исследования океанических течений принадлежит ведущая роль. В настоящее время существует довольно большое число соответствующих термогидродинамических моделей [1—10], но численная реализация их для получения расчетных схем океанических течений довольно ограничена [11—19].

В работе произведен теоретический расчет трехмерной стационарной ветровой циркуляции в Северной Атлантике. В основу расчета положена одна из моделей океанических течений, предложенных П. С. Линейкиным, в которой линеаризированное уравнение турбулентной диффузии плотности учитывает только эффект вертикального турбулентного обмена [3]. Эта модель особенно интересна тем, что позволяет рассчитывать не только ветровые, но и термохалинные течения по одной и той же схеме [17, 18].

В работе впервые дается полное численное решение задачи о ветровой циркуляции в Северной Атлантике по линейной теории бароклинного слоя океана. Для поверхностного и глубинного слоев рассчитаны ветровые возмущения плотности, поле плотности, рельеф свободной поверхности океана, горизонтальные скорости дрейфового, градиентного и результирующего течений и соответствующие им полные потоки, вертикальные скорости.

Теоретическое изучение океанических течений сопряжено с большими трудностями. Одной из них является сложность определения градиентного течения и, в частности, для поверхностного слоя. Существует ряд способов для его расчета.

В работе использован один из методов П. С. Линейкина, предложенный им для расчета стационарных глубинных течений в двухслойном океане. В работах П. С. Линейкина содержится указание на возможность аналогичного расчета градиентного течения поверхностного слоя. Однако эта возможность, насколько известно, еще не была реализована для получения расчетной схемы в поверхностном слое, и данная работа представляет первую реализацию рассматриваемого метода П. С. Линейкина для расчета стационарного градиентного течения в поверхностном слое.

Градиентное течение поверхностного слоя определяется через величину отклонения уровня океана от невозмущенного положения, что становится возможным только лишь после определения градиентного течения и возмущений поля плотности в глубинном слое.

Расчет плотности, горизонтальных течений и вертикальных движений произведен для горизонтов 0, 10, 25, 50, 100, 200, 300, 500, 750, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000 *м*. Результаты расчета представлены в виде карт, разрезов и кривых вертикального распределения.

Расчет производился на электронно-цифровой вычислительной машине. Программа была составлена на АЛГОЛе и решение задачи производилось через транслятор.

Теоретические основы метода расчета ветровых течений по линейной теории бароклинного слоя океана

Рассмотрим основные положения теории ветровых течений, предложенной П. С. Линейкиным [2—5].

Океан считается двухслойным, решение дается отдельно для каждого из слоев.

Решение задачи проводится в сферической системе координат (θ, λ, z) при следующих основных обозначениях: $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$ (дополнение до широты), λ — долгота, z — вертикальная координата, при этом ось θ направлена на юг, ось λ направлена с запада на восток, ось z направлена вертикально вниз; u, v, w — проекции вектора скорости течения на оси θ, λ, z; u_d, v_d — чисто дрейфовые составляющие скорости течения вдоль осей θ и λ; ρ — плотность морской воды; p — давление в воде; ω — угловая скорость вращения Земли; φ — широта места; R — радиус Земли; g — ускорение силы тяжести; ζ — возвышение (понижение) уровня; ν_z — коэффициент турбулентной вязкости по вертикали; $\nu_{\theta z}$ — коэффициент турбулентной температуропроводности (диффузии) по вертикали; $\varepsilon = \nu_{\theta z}/\nu_z$; $0 < \varepsilon \ll 1$; τ_θ и τ_λ — проекции тангенциального давления ветра на оси θ и λ; $F(\theta, \lambda)$ — ветровая функция; H — глубина нулевой изобарической поверхности; $H_в$ — глубина залегания самого нижнего горизонта, принятого в расчете; $\mathscr{H}$ — характерный вертикальный масштаб.

Предполагается, что значения плотности ρ и давления p складываются из известных равновесных значений $\rho_*(z)$ и $p_*(z)$ и малых возмущений ρ' и p', обусловленных действием ветра:

$$\rho(\theta, \lambda, z) = \rho_*(z) + \rho'(\theta, \lambda, z), \tag{1}$$

$$p(\theta, \lambda, z) = p_*(z) + p'(\theta, \lambda, z). \tag{2}$$

Если через δ обозначить безразмерную величину возмущения плотности ρ', обусловленного действием ветра, а через δ_0 ее характерное значение, то возмущение плотности ρ' можно выразить:

$$\rho'(\theta, \lambda, z) = \delta_0 \cdot \delta(\theta, \lambda, z). \tag{3}$$

1. Течения поверхностного слоя

Течения поверхностного слоя удовлетворяют следующей упрощенной системе уравнений гидродинамики:

$$-2\omega\cos\theta\cdot v=\nu_z\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}-\frac{1}{\rho R}\frac{\partial p}{\partial\theta}, \tag{4}$$

$$2\omega\cos\theta\cdot u=\nu_z\cdot\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}-\frac{1}{\rho R\sin\theta}\frac{\partial p}{\partial\lambda}, \tag{5}$$

$$g\rho=\frac{\partial p}{\partial z}, \tag{6}$$

$$\frac{1}{R\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\cdot u)+\frac{\partial v}{\partial\lambda}\right]+\frac{\partial w}{\partial z}=0. \tag{7}$$

Эффект горизонтальной турбулентной вязкости для поверхностного слоя мал и в уравнения не включается.

Граничные условия:

1) на поверхности океана при $z=\zeta$

$$\nu_{z0}\cdot\rho_0\cdot\frac{\partial u}{\partial z}=-\tau_\theta,\quad \nu_{z0}\cdot\rho_0\cdot\frac{\partial v}{\partial z}=-\tau_\lambda,\quad p=p_a; \tag{8}$$

2) на глубине трения при $z=h$

$$\nu_{z0}\cdot\rho_0\cdot\frac{\partial u_d}{\partial z}=\nu_{z0}\cdot\rho_0\cdot\frac{\partial v_d}{\partial z}=0; \tag{9}$$

3) на боковой поверхности (S), ограничивающей водные массы океана,

$$u=v=0. \tag{10}$$

Чисто дрейфовые составляющие скорости удовлетворяют уравнениям (4) и (5) без последних членов и уравнениям (6) и (7) при соответствующих граничных условиях (8)—(10). Они определяются известными формулами, в соответствии с результатами теории Экмана.

$$\left.\begin{aligned} u_d&=\frac{e^{-az}}{2a\,\nu_z\cdot\rho_1}\left[(\tau_\lambda+\tau_\theta)\cdot\cos az+(\tau_\lambda-\tau_\theta)\cdot\sin az\right],\\ v_d&=\frac{e^{-az}}{2a\,\nu_z\cdot\rho_1}\left[(\tau_\lambda-\tau_\theta)\cos az-(\tau_\lambda+\tau_\theta)\cdot\sin az\right], \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

где $a=\sqrt{\dfrac{\omega\cdot\cos\theta}{\nu_z}}$; ρ_1 — среднее значение плотности.

Составляющие скорости градиентного течения в поверхностном слое можно найти из уравнений (4) и (5), отбросив в них слагаемые, определяемые турбулентным трением, иными словами, считая градиентное течение геострофическим,

$$\left.\begin{aligned} u_g &= -\frac{1}{2\omega\rho R\cos\theta\cdot\sin\theta}\cdot\frac{\partial p'}{\partial\lambda}, \\ v_g &= \frac{1}{2\omega\rho R\cos\theta}\cdot\frac{\partial p'}{\partial\theta}. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Отклонение давления p' от его равновесного значения может быть найдено в результате интегрирования уравнения гидростатики (6):

$$p' = -g\rho_0\cdot\zeta + g\int\limits_0^z \rho'\cdot dz, \tag{13}$$

или с учетом (3)

$$p' = -g\rho_0\cdot\zeta + g\delta_0\int\limits_0^z \delta\, dz. \tag{14}$$

Производные от возмущений в поле давления, входящие в выражения (12) для скоростей течения, могут быть найдены в результате дифференцирования выражения (14):

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial\lambda} &= g\delta_0\int\limits_0^z \frac{\partial\delta}{\partial\lambda}dz - g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial\lambda}, \\ \frac{\partial p'}{\partial\theta} &= g\delta_0\int\limits_0^z \frac{\partial\delta}{\partial\theta}dz - g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial\theta}. \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Эти выражения показывают, что горизонтальные градиенты давления в океане обусловлены как наклоном уровенной поверхности океана, так и перераспределением поля плотности, приспосабливающегося к системе циркуляции, возбуждаемой ветром в толще воды океана. Эти же выражения показывают, что горизонтальные градиенты давления, а следовательно, и скорости течения, обусловленные этими градиентами давления, изменяются с глубиной.

Изменение с глубиной градиентного течения регулируется перераспределением поля плотности, влияние на скорость течения наклонов уровенной поверхности остается постоянным на всех глубинах.

Выражения (15) для течений поверхностного слоя можно упростить, если принять во внимание, что слагаемые, связанные с учетом перераспределения поля плотности, в пределах поверхностного слоя невелики по сравнению с теми, которые определяются наклонами уровенной поверхности.

Оценивая порядок входящих в (14) величин и пренебрегая в пределах поверхностного слоя значением интеграла, возмущение давления можно связать с отклонением уровня весьма просто

$$p' \cong -g\rho_0\zeta. \tag{16}$$

Тогда выражения (15) примут вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial \lambda} &= -g\rho_0 \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}; \\ \frac{\partial p'}{\partial \theta} &= -g\rho_0 \frac{\partial \zeta}{\partial \theta}. \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Поле плотности в неоднородном океане или море формируется так, что величины δ и p' с глубиной убывают, приближаясь к нулю при $z \to \infty$, а практически уже на некоторой глубине H, соответствующей условной нижней границе бароклинного слоя.

Это обстоятельство позволяет найти выражение для отклонения уровня. На основании (14) можно написать либо точное равенство

$$g\delta_0 \int\limits_0^\infty \delta\, dz - g\rho_0\zeta = 0, \tag{18}$$

откуда

$$\zeta = \frac{\delta_0}{\rho_0} \int\limits_0^\infty \delta dz, \tag{19}$$

либо приближенное равенство

$$g\delta_0 \int\limits_0^H \delta dz - g\rho_0\zeta = 0, \tag{20}$$

откуда

$$\zeta = \frac{\delta_0}{\rho_0} \int\limits_0^H \delta dz. \tag{21}$$

Тогда, с учетом (17), выражение (12) для компонент градиентного течения поверхностного слоя можно переписать так:

$$\left.\begin{aligned} u_g &= +\frac{g}{2\omega R\cos\theta\sin\theta}\cdot\frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}, \\ v_g &= -\frac{g}{2\omega R\cos\theta}\cdot\frac{\partial \zeta}{\partial \theta}. \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Так как производные от возмущений давления, входящие в эти выражения, определяются через отклонение ζ поверхности океана, то для отыскания градиентного течения в поверхностном слое необходимо прежде всего определить уровень океана. Так как величина ζ может быть найдена лишь после решения задачи для глубинного слоя, как это следует из (19) и (21), то расчет градиентного течения поверхностного слоя также может быть выполнен лишь после определения градиентных течений и возмущений поля плотности глубинного слоя. Градиентное течение в пределах поверхностного слоя получается одинаковым на всех горизонтах за счет пренебрежения значением интеграла в (14).

Определение рельефа свободной поверхности океана производится на основании (19) и (21).

Отклонение уровня ζ может быть представлено в виде произведения безразмерной величины $\overline{\zeta}$ и характерной величины ζ_0, определяемой соотношением

$$\zeta_0 = \frac{\delta_0 \cdot H}{\rho_0}. \tag{23}$$

В этом случае формулы для определения безразмерной величины уровня океана принимают следующий вид:

точное выражение

$$\overline{\zeta} = \frac{1}{H} \int_0^{\infty} \delta dz; \tag{24}$$

приближенное выражение

$$\overline{\zeta} = \frac{1}{H} \int_0^{H} \delta dz. \tag{25}$$

2. Течения глубинного слоя

В глубинном слое течения по своему характеру являются градиентно-конвекционными. Для их определения может быть использовано геострофическое соотношение, согласно которому горизонтальный градиент давления в каждой точке уравновешивается силой Кориолиса.

Течение глубинного слоя удовлетворяют следующей упрощенной системе уравнений гидромеханики бароклинной жидкости:

$$-2\omega \cos\theta\, v = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \theta}, \tag{26}$$

$$2\omega \cos\theta\, u = -\frac{1}{\rho R \sin\theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \tag{27}$$

$$g\rho = \frac{\partial p}{\partial z}, \tag{6}$$

$$\frac{1}{R \sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial \theta}(\sin\theta \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial \lambda}\right] + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{7}$$

$$w \frac{\partial \rho_*}{\partial z} = \varepsilon \nu_z \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}. \tag{28}$$

Последнее уравнение представляет собой уравнение турбулентной диффузии плотности в линеаризированном виде. В качестве одного из допущений принято, что эффект вертикального турбулентного обмена является преобладающим по сравнению с горизонтальным и последним можно пренебречь.

Граничные условия для этой системы дифференциальных уравнений применительно к течениям глубинного слоя имеют следующий вид:

1) на верхней границе глубинного слоя (нижней границе слоя трения), при $z = h$, принимается условие непрерывности вертикальной скорости, причем значение вертикальной составляющей скорости w

на уровне трения приближенно определяется через тангенциальное давление в результате интегрирования уравнения неразрывности, т. е.

$$w = -\frac{1}{2\omega\rho} \operatorname{rot}_z \frac{\tau}{\cos\theta}\,; \tag{29}$$

2) на бесконечной глубине, при $z \to \infty$, течения и возмущения давления и плотности стремятся к нулю:

$$u,\, v \to 0,\;\; p' \to 0,\;\; \rho' \to 0. \tag{30}$$

Значение производной $\frac{\partial\rho_*}{\partial z}$ можно заменить на некоторое среднее по глубине бароклинного слоя значение

$$b = \left(\frac{\partial\rho_*}{\partial z}\right)_{\text{ср}} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\Delta z}\,. \tag{31}$$

Для определения b в пределах глубинного слоя при $h = 100$ *м* обычно принимают $b = \frac{\rho_{1000} - \rho_{100}}{900}$, где ρ_{1000} и ρ_{100} — значения плотности на горизонтах соответственно 1000 и 100 *м*.

Дифференцируя по z дважды обе части уравнения (28) и вводя безразмерную координату ξ, определяемую соотношением

$$\xi = \frac{z - h}{\mathscr{H}}\,, \tag{32}$$

где

$$\mathscr{H} = \sqrt[4]{\frac{2\omega\rho R^2 \cos^2\theta}{g} \cdot \frac{\varepsilon\nu_z}{b}}\,, \tag{33}$$

можно получить следующее дифференциальное уравнение для возмущения плотности, к решению которого и сводится решение полной задачи для глубинного слоя:

$$\frac{\partial\rho'}{\partial\lambda} = \frac{\partial^4\rho'}{\partial\xi^4}\,. \tag{34}$$

Для ветровой циркуляции это уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial\delta}{\partial\lambda} = \frac{\partial^4\delta}{\partial\xi^4}\,, \tag{35}$$

Это дифференциальное уравнение позволяет рассчитывать в океане распределение плотности на любой глубине по заданным ветровым условиям над океаном.

Граничные условия, необходимые для решения уравнения (35), позволяющего рассчитывать ветровые течения в бароклинном слое, сводятся к следующим условиям:

1) на верхней границе глубинного слоя, при $\xi = 0$, из условия непрерывности вертикальной скорости, если подставить (29) в (28), следует

$$\delta_0 \frac{\partial^2\delta}{\partial\xi^2} = -\frac{b\,\mathscr{H}^2}{2\omega\,\rho\varepsilon\nu_z} \cdot \operatorname{rot}_z \frac{\tau}{\cos\theta} = \delta_0 \cdot F(\theta, \lambda); \tag{36}$$

2) на бесконечной глубине, при $\xi \to \infty$,

$$\delta \to 0, \quad \frac{\partial \delta}{\partial \xi} \to 0, \quad p' \to 0. \tag{37}$$

Решение дифференциального уравнения (35) производится путем разложения в ряд Фурье.

Найденная из наблюдений функция $F(\theta, \lambda)$ разлагается в ряд Фурье по долготе λ в каждой широтной зоне $0 < \lambda \leqslant 2\pi$.

В комплексной форме записи эта функция может быть представлена в виде:

$$F(\theta, \lambda) = \mathrm{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \boldsymbol{a}_n(\theta) \cdot e^{in\lambda}, \tag{38}$$

где Re — символ, обозначающий действительную часть следующего за ним выражения, а каждому из коэффициентов $\boldsymbol{a}_n(\theta)$ соответствует по два коэффициента a_n, b_n.

Формулы для определения коэффициентов Фурье для разложения $F(\theta, \lambda)$ имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\theta, \lambda) \cdot d\lambda; \\ a_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\theta, \lambda) \cdot \cos n\lambda \cdot d\lambda; \\ b_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\theta, \lambda) \cdot \sin n\lambda \cdot d\lambda. \end{aligned}\right\} \tag{39}$$

Разложение функции $F(\theta, \lambda)$ можно производить в ряд из 24 членов (лучше 36 или 48). В результате разложения функции $F(\theta, \lambda)$ в ряд из 24 членов необходимо получить для каждой параллели 24 пары коэффициентов a_n и b_n (всего 48) для отыскания ветровых течений.

Так как исходная функция $F(\theta, \lambda)$ разлагается в ряд Фурье, то решение задачи целесообразно искать в таком же виде, т. е.

$$\delta(\theta, \lambda\, z) = \delta(\theta, \lambda, \xi) = \mathrm{Re} \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\theta, \xi) \cdot e^{in\lambda}. \tag{40}$$

Здесь каждому из коэффициентов $A_n(\theta, \xi)$ соответствует по два коэффициента A_n' и A_n''.

Выражение для коэффициентов A_n' и A_n'' в общем виде может быть записано так:

$$A_n(\theta, \xi) = -\frac{\boldsymbol{a}_n(\theta)}{\sqrt{2n}} \left(ie^{-k\xi} + e^{ik\xi}\right), \tag{41}$$

где $k = \sqrt[4]{n} \cdot e^{i\frac{\pi}{8}}$.

После того, как коэффициенты $\boldsymbol{a}_n$, b_n, A_n', A_n'' найдены, приступают к вычислению возмущений поля плотности δ. Далее по найденным значениям δ вычисляются возмущения поля давления p', по которым, в свою очередь, вычисляются горизонтальные составляющие ветровых течений в глубинном слое океана.

Расчет возмущений давления производится по формуле:

$$p' = -g\delta_0 \cdot \int_{\infty}^{z} \delta dz, \tag{42}$$

или

$$p' = -g\delta_0 \cdot \int_{H_b}^{z} \delta \cdot dz. \tag{43}$$

Вычисление интегралов производится по формуле трапеций для каждой вертикали.

Расчет отклонения уровня $\overline{\zeta}$ может быть связан с вычислением возмущения давления для поверхности океана. В самом деле, в случае $z=0$ интегралы в выражениях (42) или (43) могут быть использованы для определения уровня $\overline{\zeta}$ в соответствии с (24) или (25). Тогда

$$\overline{\zeta} = \frac{1}{H\delta_0} \cdot \delta_0 \int_{0}^{\infty} \delta dz = -\frac{1}{H\delta_0} \delta_0 \int_{\infty}^{0} \delta dz = \frac{1}{H\delta_0} \cdot \frac{p'_{z=0}}{g}. \tag{44}$$

Или, так как

$$\zeta = \zeta_0 \cdot \overline{\zeta}, \text{ а } \zeta_0 = \frac{\delta_0 \cdot H}{\rho_0},$$

то

$$\zeta = \frac{\delta_0}{\rho_0} \int_{0}^{\infty} \delta dz = -\frac{\delta_0}{\rho_0} \int_{\infty}^{0} \delta \cdot dz = \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{p'_{z=0}}{g}. \tag{45}$$

Аналогичные выражения могут быть написаны и для случая, когда интегрирование происходит не от ∞, а от некоторой конечной глубине $H_в$.

Расчет скорости течения в глубинном слое производится на основании использования гипотезы о геострофичности градиентно-конвекционного течения в этом слое.

Скорость течения определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} u_g &= -\frac{1}{2\omega\rho R \cos\theta \cdot \sin\theta} \frac{\partial p'}{\partial \lambda}; \\ v_g &= \frac{1}{2\omega\rho R \cos\theta} \cdot \frac{\partial p'}{\partial \theta}. \end{aligned} \right\} \tag{46}$$

Полное решение задачи включает также расчет горизонтальной интегральной циркуляции (поля полных потоков ветровых течений), вертикальной составляющей скорости и расчет поля плотности.

Возмущения в поле плотности, вызванные ветровым течением, определяются в соответствии с выражением (3). Сама величина плотности $\rho(\theta, \lambda, z)$ определяется выражением:

$$\rho(\theta, \lambda, z) = \rho_*(z) + \rho'(\theta, \lambda, z). \qquad (47)$$

Трудным вопросом является выбор равновесного значения плотности $\rho_*(z)$.

3. Расчет интегральной циркуляции

Расчет интегральной горизонтальной циркуляции может быть произведен либо отдельно для поверхностного и глубинного слоев, либо в пределах всей толщи, но в обоих случаях отдельно для дрейфового (индекс d) и градиентного (индекс g) течений.

В первом случае расчет ведется по формулам:

для поверхностного слоя

$$S_{\theta d} = \int_0^h u_d \cdot dz, \quad S_{\lambda d} = \int_0^h v_d \cdot dz, \qquad (48)$$

$$S_{\theta g} = \int_0^h u_g \cdot dz, \quad S_{\lambda g} = \int_0^h v_g \cdot dz, \qquad (49)$$

$$S_\theta = S_{\theta d} + S_{\theta g}, \quad S_\lambda = S_{\lambda d} + S_{\lambda g}. \qquad (50)$$

и для глубинного слоя

$$S_{\theta g} = \int_h^H u_g \cdot dz, \quad S_{\lambda g} = \int_h^H v_g \cdot dz. \qquad (51)$$

Во втором случае расчет производится по формулам:

$$S_{\theta d} = \int_0^h u_d \cdot dz, \quad S_{\lambda d} = \int_0^h v_d \cdot dz; \qquad (52)$$

$$S_{\theta g} = \int_0^H u_g \, dz, \quad S_{\lambda g} = \int_0^H v_g \, dz. \qquad (53)$$

4. Расчет вертикальной составляющей скорости течения

Расчет вертикальной составляющей скорости ветрового течения может быть произведен по найденным значениям горизонтальных составляющих скорости течения на основе использования уравнения неразрывности (7):

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{R \sin\theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right].$$

Откуда

$$w_z = w_{z=\zeta} - \frac{1}{R \sin\theta} \left[\int_\zeta^z \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta \cdot u) \cdot dz + \int_\zeta^z \frac{\partial v}{\partial \lambda} dz \right], \qquad (54)$$

где

$$w_{z=\zeta}=\frac{v_{z=\zeta}}{R\sin\theta}\cdot\frac{\partial\zeta}{\partial\lambda}+\frac{u_{z=\zeta}}{R}\cdot\frac{\partial\zeta}{\partial\theta} \qquad (55)$$

— известное кинематическое соотношение, выполняющееся на поверхности океана.

Выражение (54) с учетом (55) можно переписать в следующем виде:

$$w_z=-\frac{1}{R\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}\sin\theta\int\limits_{\zeta}^{z}u\cdot dz+\frac{\partial}{\partial\lambda}\int\limits_{\zeta}^{z}v\cdot dz\right]. \qquad (56)$$

Если произвести оценку величины вертикальной скорости на поверхности океана по известным полям горизонтальной скорости течения и рельефа свободной поверхности, то можно показать, что она пренебрежимо мала (имеет порядок 10^{-6} *см/сек*) и ее можно не учитывать. Об этом отмечается и в [7].

Тогда, для вертикальной составляющей скорости течения с учетом малости величины ζ по сравнению с h и H может быть написано выражение:

$$w_z=-\frac{1}{R\sin\theta}\left[\int\limits_{0}^{z}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\cdot u)\cdot dz+\int\limits_{0}^{z}\frac{\partial v}{\partial\lambda}dz\right]. \qquad (57)$$

Выражения для вертикальной составляющей скорости течения могут быть написаны отдельно для поверхностного слоя и отдельно для глубинного слоя. При этом в эти выражения могут быть включены как значения дрейфовой и градиентной составляющих горизонтальной скорости течения, так и суммарные значения скорости.

В чисто дрейфовом течении вертикальная составляющая скорости течения отсутствует $w_d=0$ по самому определению чисто дрейфового течения [10].

Поэтому величина вертикальной скорости определяется только градиентным течением (в пределах глубинного слоя градиентным течением как глубинного, так и поверхностного слоев), но в окончательное выражение вертикальной скорости входит, помимо скорости градиентного течения, скорость и дрейфового течения.

Математическое выражение для вертикальной скорости состоит из двух слагаемых.

$$w=-\frac{1}{R\sin\theta}\int\limits_{0}^{z}\left(\cos\theta\cdot u_d+\sin\theta\cdot\frac{\partial u_d}{\partial\theta}+\frac{\partial v_d}{\partial\lambda}\right)dz-$$

$$-\frac{1}{R\sin\theta}\int\limits_{0}^{z}\left(\cos\theta\cdot u_g+\sin\theta\cdot\frac{\partial u_g}{\partial\theta}+\frac{\partial v_g}{\partial\lambda}\right)dz. \qquad (58)$$

Одно из них, в которое входят величины u_d, v_d, зависящие в конечном итоге от градиентов атмосферного давления $\frac{\partial p_a}{\partial\theta}, \frac{\partial p_a}{\partial\lambda}$, создающих поле скорости ветра и поле касательного давления ветра, условно может быть названо ветровым вкладом (ветровой составляющей вертикальной скорости). Второе слагаемое, в которое входят величины u_g, v_g, зависящие непосредственно от градиентов давления в воде $\frac{\partial p}{\partial \theta}\frac{\partial p}{\partial \lambda}$, приводящих к динамической перестройке поля плотности, может быть названо динамическим вкладом (динамической составляющей вертикальной скорости).

Поскольку вертикальная скорость определяется через горизонтальные составляющие течения на основании уравнения неразрывности путем интегрирования, то при уменьшении с глубиной течений u_d, v_d ветровой вклад в пределах поверхностного слоя увеличивается с глубиной практически до глубины трения (нижней границы слоя трения). Далее в пределах глубинного слоя величина этого вклада может считаться не меняющейся с глубиной, но ее надо учитывать на всех горизонтах.

Динамический вклад в вертикальную скорость в поверхностном слое с глубиной возрастает, поскольку градиентное течение принято одинаковым в пределах всего поверхностного слоя. Динамическая составляющая вертикальной скорости в глубинном слое возрастает с глубиной по мере сохранения знака горизонтальных составляющих течения и достигает максимума на глубине, где течение меняет знак, после чего ее величина уменьшается. Это уменьшение будет происходить до тех пор, пока влияние течений в верхней части глубинного слоя не будет скомпенсировано влиянием противотечения в более глубоких частях этого слоя.

Второе слагаемое в (58) может быть упрощено, если учесть (46). Тогда можно будет получить

$$\frac{\partial w_g}{\partial z} = -\frac{\operatorname{tg}\theta}{R} u_g. \tag{59}$$

Или

$$w_g = -\frac{\operatorname{tg}\theta}{R}\int_0^z u_g \cdot dz, \tag{60}$$

где u_g — составляющая скорости градиентного течения на меридиан.

Следовательно:

$$w_z = -\frac{1}{R\sin\theta}\left[\int_0^z \frac{\partial}{\partial\theta} u_d \cdot \sin\theta)\, dz + \int_0^z \frac{\partial v_d}{\partial\lambda} dz\right] - \frac{\operatorname{tg}\theta}{R}\int_0^z u_g \cdot dz. \tag{61}$$

Окончательные выражения для составляющей вертикальной скорости могут быть записаны в следующем виде.

В поверхностном слое (слое трения), $0 < z \leqslant h$,

$$w_z = -\frac{1}{R\sin\theta}\int_0^z \left(\cos\theta\, u_d + \sin\theta \cdot \frac{\partial u_d}{\partial\theta} + \frac{\partial v_d}{\partial\lambda}\right) dz - \frac{\operatorname{tg}\theta}{R}\int_0^z u_g dz. \tag{62}$$

В глубинном слое (вне слоя трения), $h \leqslant z \leqslant H$,

$$w_z = -\frac{1}{R\sin\theta}\int_0^h \left(\cos\theta \cdot u_d + \sin\theta \cdot \frac{\partial u_d}{\partial\theta} + \frac{\partial v_d}{\partial\lambda}\right) dz -$$

$$-\frac{\operatorname{tg}\theta}{R}\int\limits_0^h u_g\cdot dz-\frac{\operatorname{tg}\theta}{R}\int\limits_h^z u_g\cdot dz, \tag{63}$$

или

$$w_z=w_{z=h}-\frac{\operatorname{tg}\theta}{R}\int\limits_h^z u_g\cdot dz. \tag{64}$$

Исходные данные и результаты расчета

Рассмотренный метод был использован для расчета ветровых течений в Северной Атлантике, вся площадь которой от 0 до 65° была разбита на пятиградусные квадраты. Сеточная область принята в виде прямоугольника. Влияние берегов учтено только косвенно, вне океана значения тангенциального давления ветра и ветровой функции приняты равными нулю. Исходные величины вычислялись для каждой узловой точки сеточной области. Искомые величины находились для всех широт от 5 до 60° с. ш.

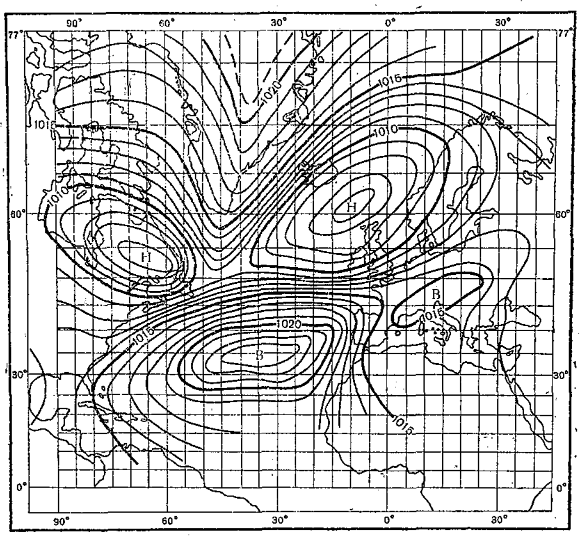

Рис. 1. Среднемесячное атмосферное давление в августе 1958 г. Тип E_4

Исходные данные. В качестве основных исходных данных было использовано поле атмосферного давления в августе 1958 г. (рис. 1) и соответствующее поле касательного давления ветра, вычисленное через величины скорости ветра по известной квадратичной зависимости [10]. По типизации М. А. Валериановой [20] в этом месяце над Северной Атлантикой преобладал подтип E_4, при котором севернее 50° с. ш. была расположена область пониженного атмосферного давления с двумя самостоятельными центрами, а южнее область повышенного давления (Азорский максимум). Вследствие такого расположения центров низкого и высокого давления в открытой части океана от 30 до 50° с. ш. преобладающим был восточный перенос, южнее 30° с. ш. — западный, над районами Лабрадора и Датского пролива — меридиональный.

Атмосферная циркуляция в августе 1958 г. не была интенсивной, о чем свидетельствуют сравнительно низкие значения касательного давления ветра: преобладающие значения не превышали 0,2 *дин/см*^{2}, а максимальные — 0,8 *дин/см*^{2}.

Другой, важной для расчета величиной является осредненное по глубине значение градиента плотности (параметр b). Оно определялось по данным среднемноголетнего распределения плотности воды в Атлантическом океане для августа, взятым из [21].

Рельеф свободной поверхности океана по данным расчета представлен на рис. 2. Изолинии рельефа проведены через 25 *см*. Изолинии рельефа свободной поверхности океана могут служить для приближенного определения направления градиентного течения в поверхностном слое (на рис. 2 оно указано стрелками), поскольку в этом слое изо-

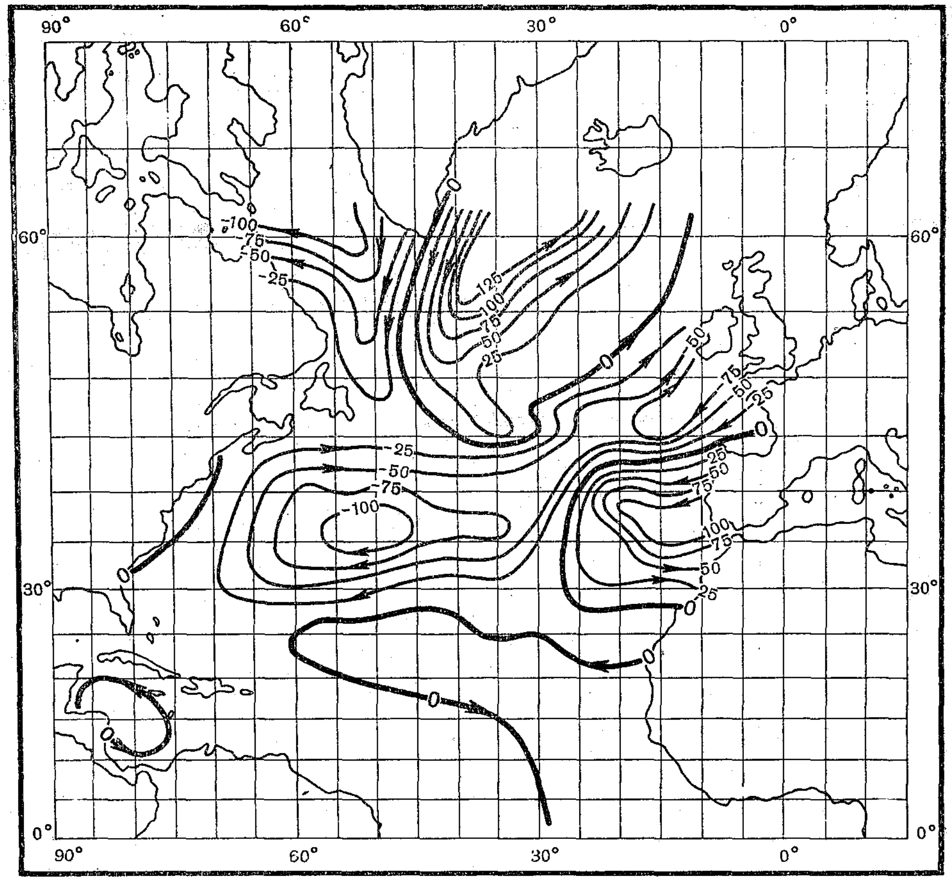

Рис. 2. Рельеф свободной поверхности океана

линии ζ могут быть отождествлены с изолиниями функции градиентного течения. Отчетливо видны два основных круговорота вод: антициклонический, простирающийся от 25° с. ш. до 45°с. ш., и циклонический к северу от него между 45° с. ш. и 65° с. ш. Аналогичные круговороты в поле рельефа свободной поверхности океана были получены А. С. Саркисяном [7].

Течения поверхностного слоя. На рис. 3 представлены градиентные течения, соответствующие приведенному релеьефу свободной поверхности океана. Отчетливо виден антициклональный круговорот вод, охватывающий пространство 10—50° с. ш. Четко вырисовываются течения: Гвианское, Карибское, Гольфстрим, Северо-Атлантическое, Канарское. По расчету при типе E_4 Северное Пассатное течение развито слабо (в пределах 35—30° с. ш.), Экваториальное противотечение проявляется частично.

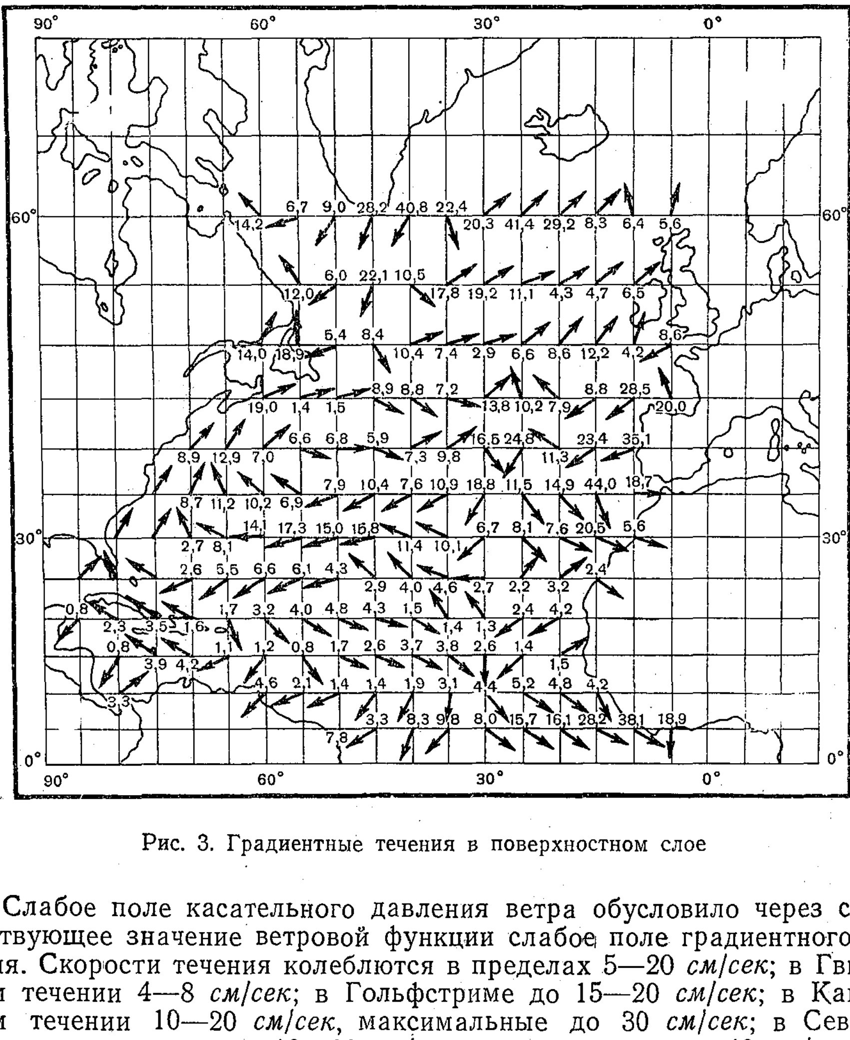

Рис. 3. Градиентные течения в поверхностном слое

Слабое поле касательного давления ветра обусловило через соответствующее значение ветровой функции слабое поле градиентного течения. Скорости течения колеблются в пределах 5—20 *см/сек*; в Гвианском течении 4—8 *см/сек*; в Гольфстриме до 15—20 *см/сек*; в Канарском течении 10—20 *см/сек*, максимальные до 30 *см/сек*; в Северо-Атлантическом течении 10—20 *см/сек*, максимальные до 40 *см/сек*.

Дрейфовые течения на поверхности (рис. 4) характеризуются огромным антициклоническим круговоротом вод. Слабое поле атмосферного давления обусловило небольшие скорости дрейфового течения: средние значения 2—6 *см/сек*, максимальные 10—12 *см/сек*. На глубине 10 *м* основные черты поверхностной циркуляции сохраняются, но скорости падают до 1—3 *см/сек*. На глубинах 50 и 100 *м* дрейфовые течения практически отсутствуют. Дрейфовая циркуляция при типе E_4 крайне слаба и не проникает глубже 25—50 *м*.

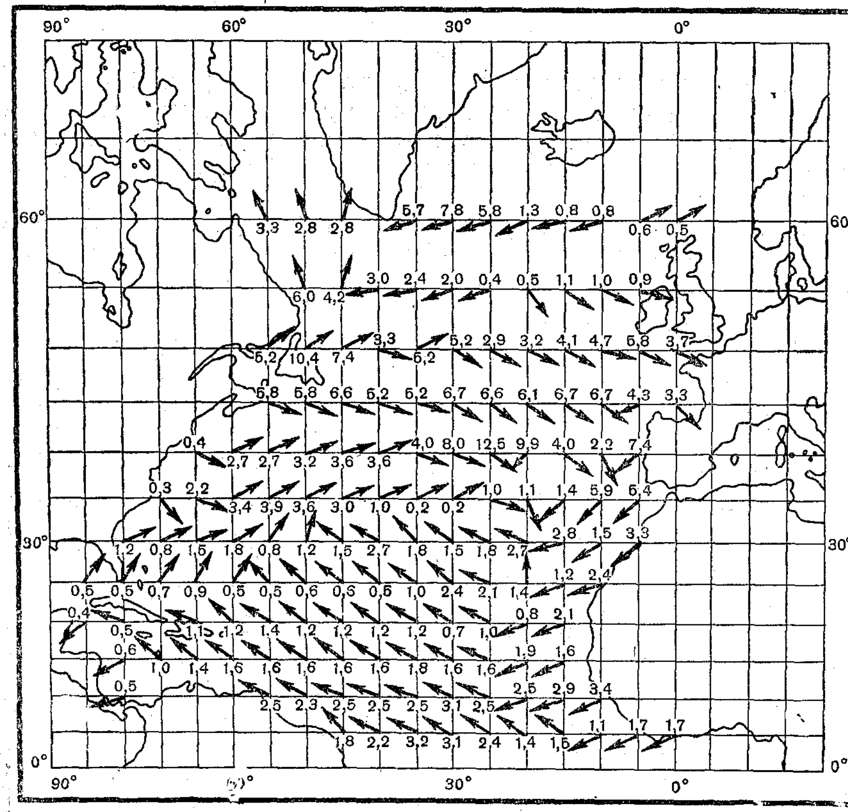

Рис. 4. Дрейфовые течения на поверхности океана

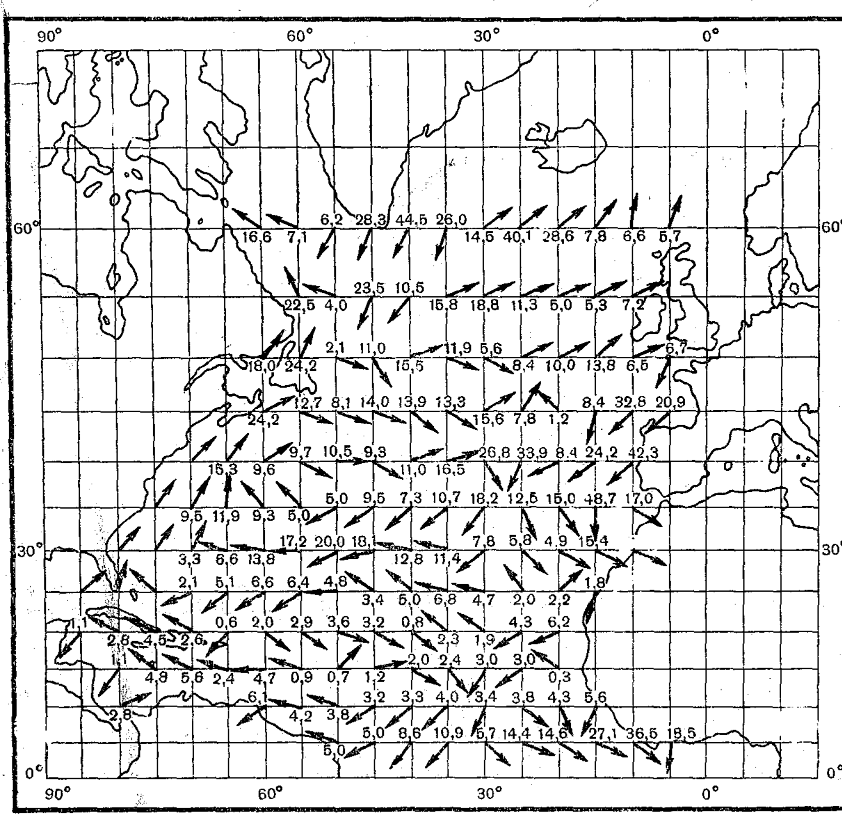

Рис. 5. Результирующие течения на поверхности океана

Результирующие течения (рис. 5), поскольку дрейфовые течения в августе 1958 г. были очень слабыми, повторяют черты градиентного течения. В районе Гольфстрима скорости увеличиваются до 24 *см/сек*. В пределах всего поверхностного слоя результирующая циркуляция сохраняет свои черты.

Полученные схемы ветровых течений имеют много общих черт с картой поверхностных течений Морского Атласа для летнего периода. Однако порядок скоростей в районе струйных течений (типа Гольфстрим) оказался сильно заниженным. Это можно объяснить следующими причинами: во-первых, большим шагом разности по горизонтали (5°). принятом в работе; во-вторых, выбором осредненного по глубине градиента плотности (параметр b), играющего большую роль в использованном методе расчета. В первом варианте расчета, которому посвящена настоящая работа, этот градиент был принят одинаковым (средним) для каждой широтной зоны, что в конечном итоге способствовало сглаживанию поля скорости, особенно в районе Гольфстрима, характеризующегося большим изменением вертикального градиента плотности в поперечном к нему направлении [22].

Так как стратификация глубинных вод сильно влияет на циркуляцию в океане, то учет изменения градиента плотности по акватории океана значительно улучшает расчетную схему течений. Как показала Г. Я. Шкудова [19], направления течений в этом случае больше приближаются к реальным, четче вырисовываются все основные звенья системы течений в Северной Атлантике, скорости течений возрастают на 10—30 *см/сек*, в Гольфстриме, например, они увеличиваются до 50 *см/сек*, тогда как при постоянной величине градиента плотности они составляют 10—15 *см/сек*.

Течения глубинного слоя (рис. 6—12). Циркуляция вод в верхней части глубинного слоя сохраняет основные черты поверхностной циркуляции. По-прежнему хорошо выражены Гольфстрим, Северо-Атлантическое течение, Канарское и частично Северное Пассатное течение. Однако в схеме течений на глубине 200 *м* появляются и особенности. Одна из них состоит в том, что в районе Гвианского течения появляется своеобразное противотечение с направлением потока на юг и юго-восток. Сливаясь с Экваториальным противотечением, они образуют мощный (5—15° с. ш.) восточный перенос к африканскому побережью. Скорости течений ниже, чем в поверхностном слое.

Черты поверхностной циркуляции прослеживаются до глубины 750 *м*, ниже которой поле течений перестраивается на противоположное. На глубине 1000 *м* происходит смена направления циркуляции. Хорошо выражены Противо-Гольфстрим и Противо-Канарское течения (особенно на глубинах 1500 и 2000 *м*). В районе Северо-Атлантического течения направление не меняется до глубины 1500 *м*, а в некоторой части до 2000 *м*. Экваториальное противотечение сохраняется до глубины 1000 *м*.

Скорости течений на глубине 1000 *м* колеблются в пределах 1—3 *см/сек*. В Противо-Гольфстриме они равны 2—7 *см/сек*, в Противо-Канарском течении 3—6 *см/сек*, в Северо-Атлантическом течении 3—10 *см/сек* при максимальном значении 15 *см/сек*, в Экваториальном противотечении 0,5—1 *см/сек*.

Эти черты глубинной циркуляции сохраняются вплоть до глубины 3000 *м*, но интенсивность ее на этих глубинах ничтожно мала. На глубине 3000 *м* скорость не превышает 1 *см/сек*, составляя в среднем 0,1—0,5 *см/сек*, в Противо-Гольфстриме она равна 0,3—0,5 *см/сек*.

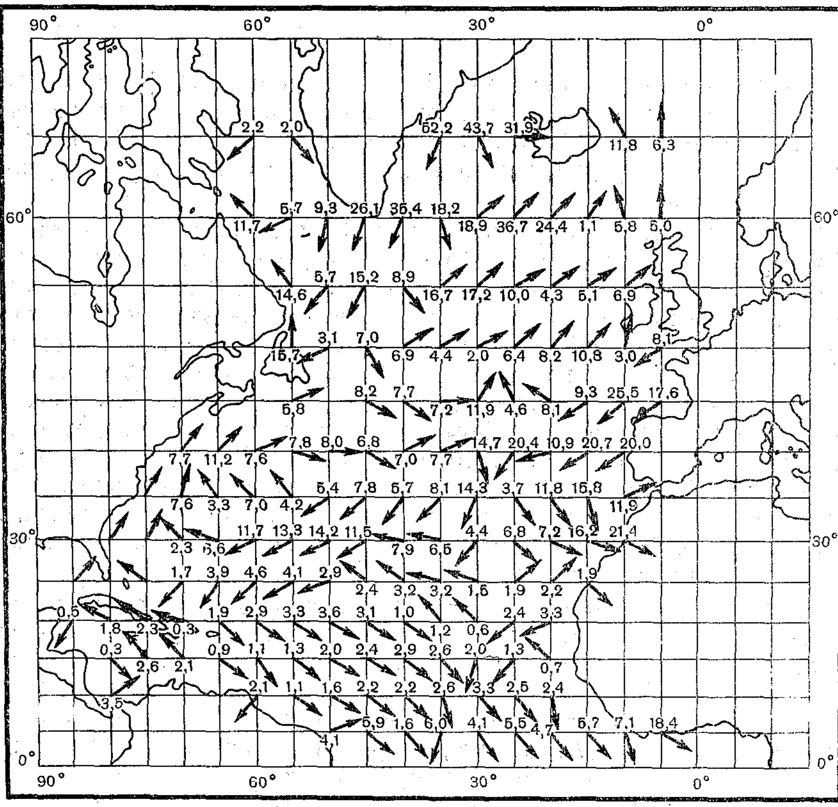

Рис. 6. Результирующие течения на глубине 100 *м*

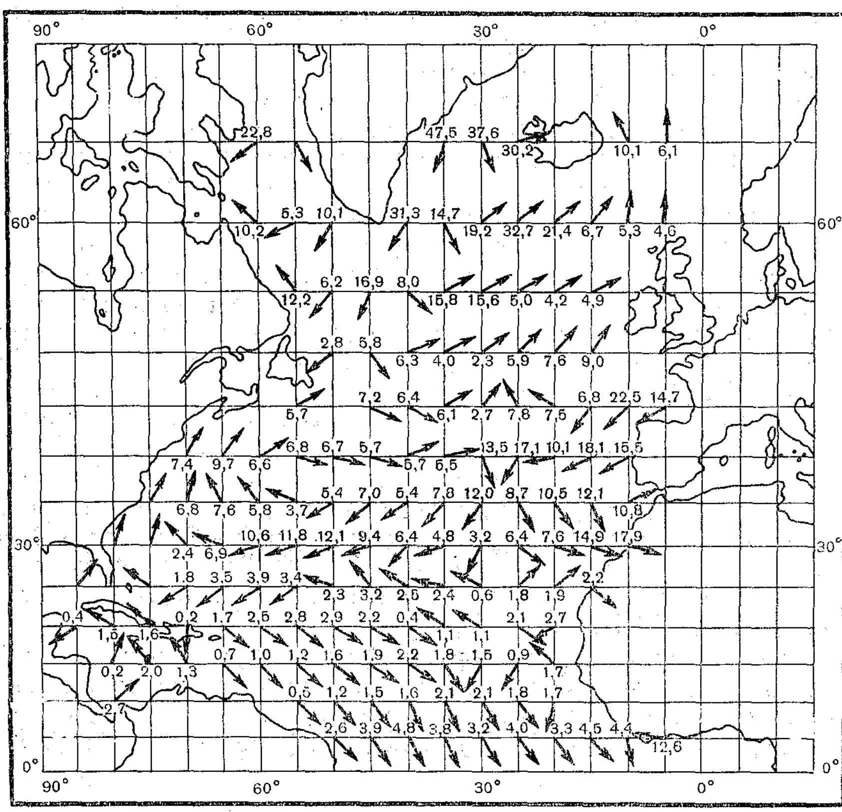

Рис. 7. Результирующие течения на глубине 200 *м*

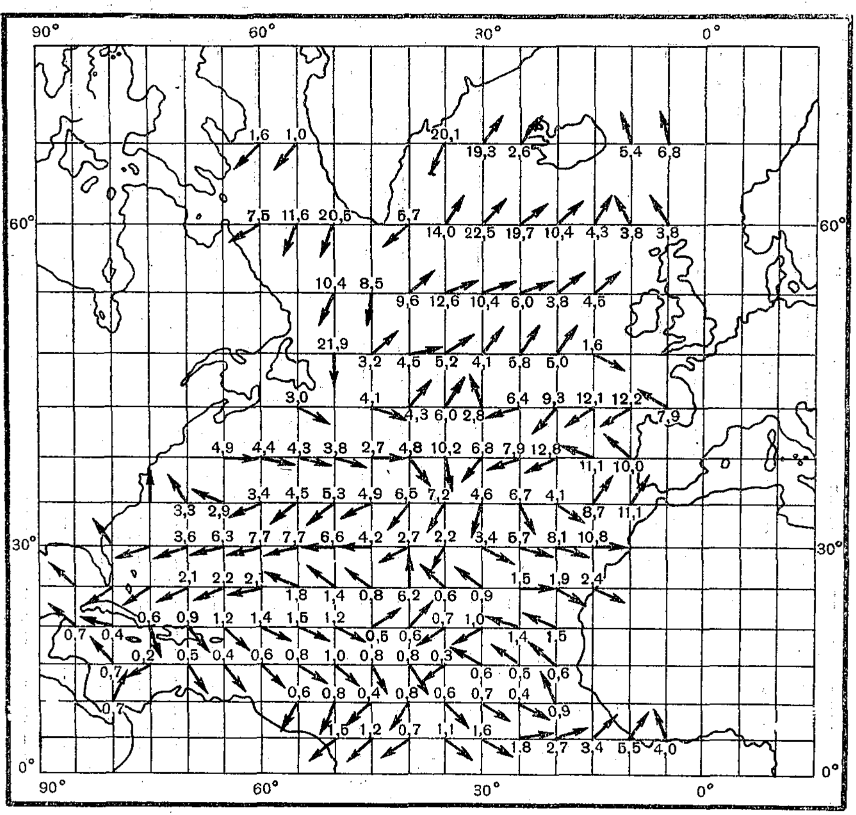

Рис. 8. Результирующие течения на глубине 500 *м*

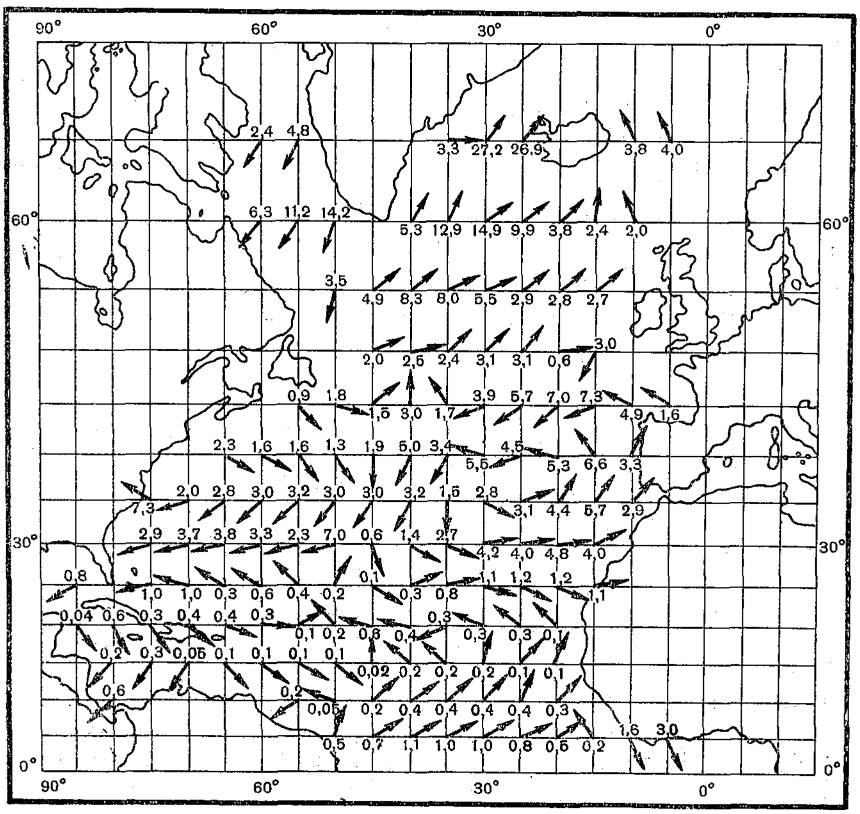

Рис. 9. Результирующие течения на глубине 1000 *м*

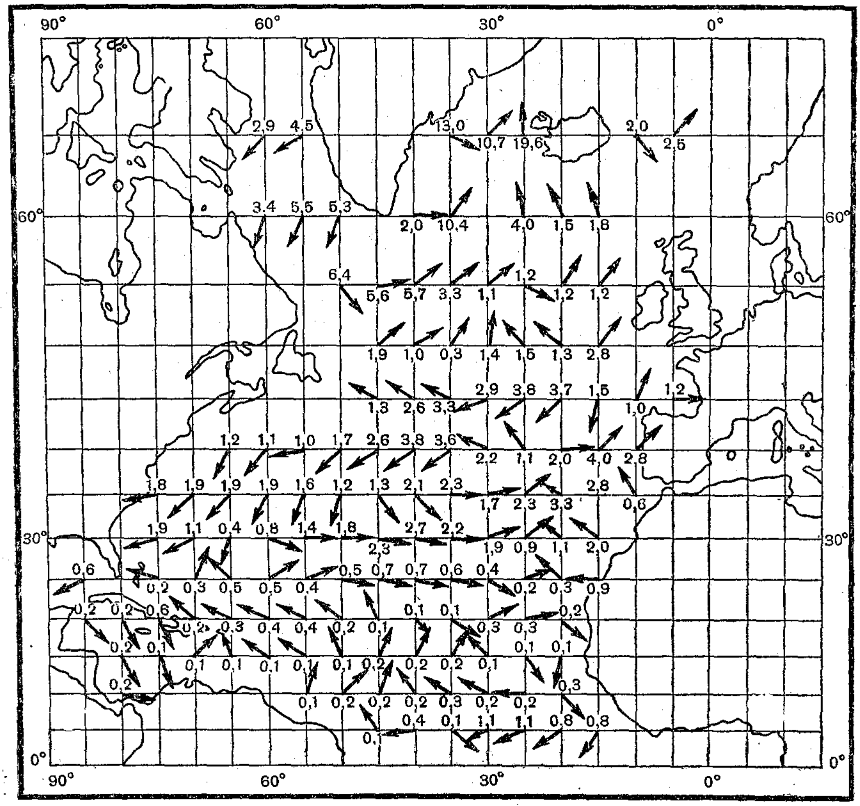

Рис. 10. Результирующие течения на глубине 1500 *м*

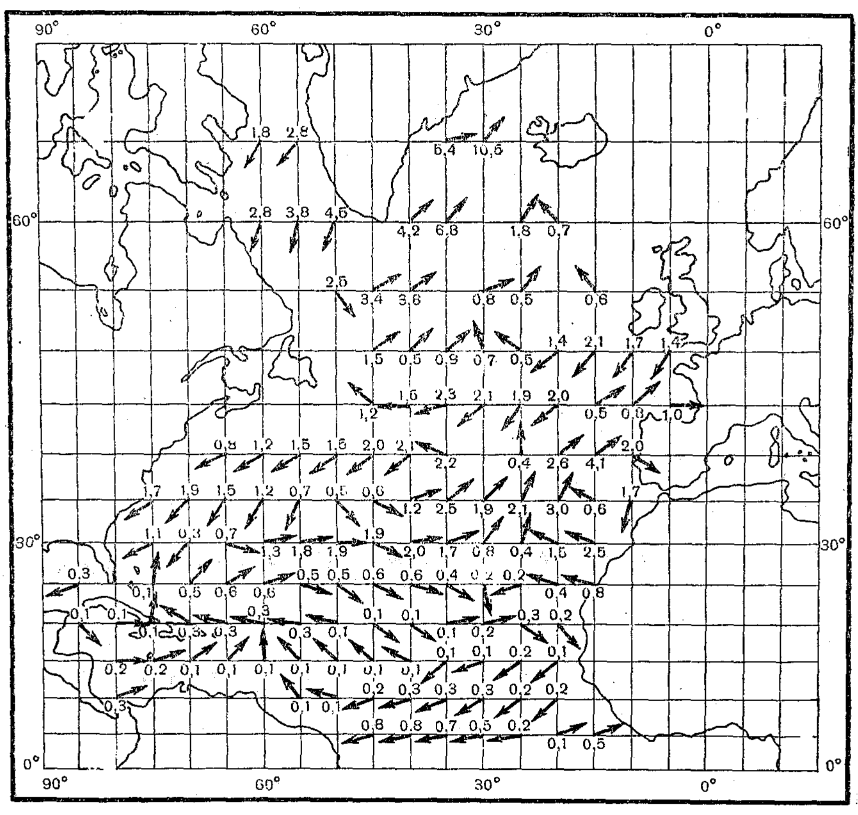

Рис. 11. Результирующие течения на глубине 2000 *м*

Полученные глубинные противотечения у западных и восточных берегов океана качественно совпадают с результатами теоретической модели Г. Стоммела [22].

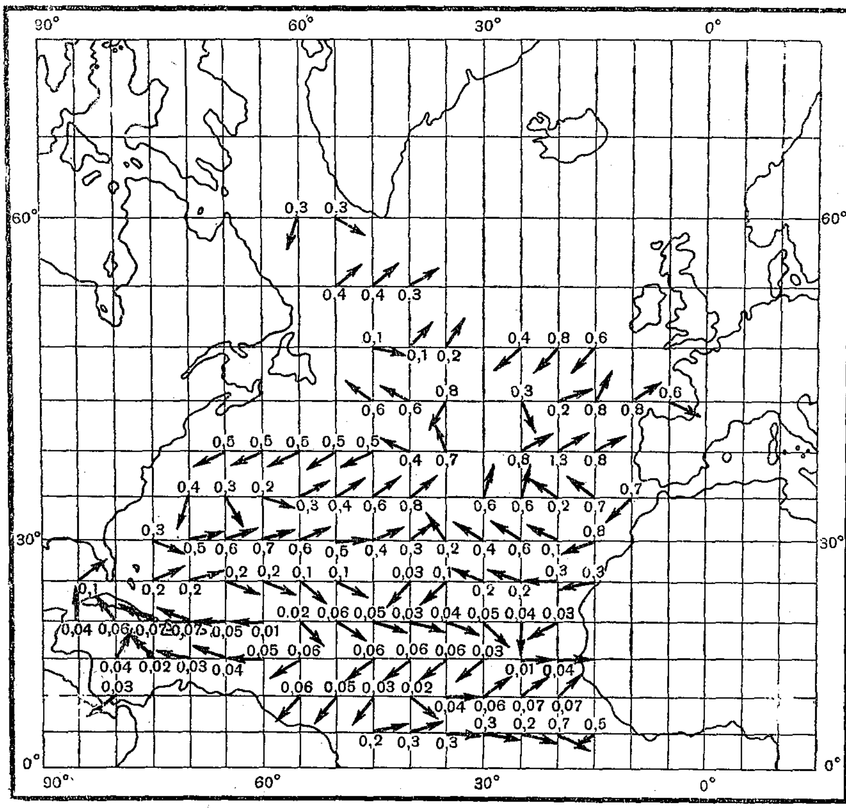

Рис. 12. Результирующие течения на глубине 3000 *м*

Вертикальная циркуляция (рис. 13—15). Вертикальные движения в поверхностном слое, обусловленные ветровым вкладом, распределяются так, что зоны подъема и опускания вод в общих чертах связаны с основными центрами действия атмосферы. В центральной части океана, находящейся под воздействием Азорского максимума, расположена обширная область нисходящих движений; в северной части океана (в зоне Исландского минимума) преобладают восходящие движения. Максимальные значения ветровой составляющей вертикальной скорости имеют место на нижней границе поверхностного слоя и составляют 10^{-4}—10^{-5} *см/сек*.

Динамическая составляющая в поверхностном слое имеет более сложное распределение, которое не коррелируется с центрами действия атмосферы. На глубине 100 *м* порядок скоростей 10^{-4} *см/сек*, т. е. почти на порядок выше ветрового клада. Результирующая вертикальная скорость в поверхностном слое обусловливается, главным образом, динамическим вкладом.

С глубиной динамическая составляющая вертикальной скорости растет. На глубинах 1000—3000 *м* скорость ее колеблется в пределах 10^{-3}—10^{-4} *см/сек*. В глубинном слое динамический вклад существенно

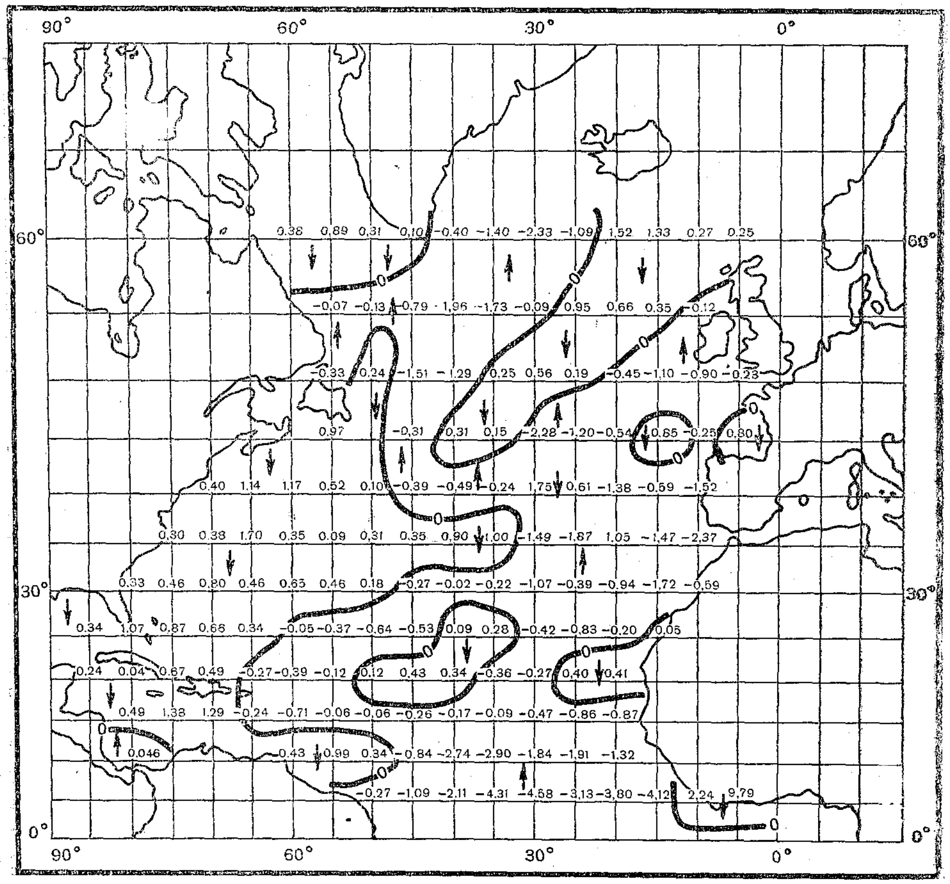

Рис. 13. Результирующие вертикальные движения на глубине 100 *м* (в единицах $1 \cdot 10^{-4}$ *см/сек*)

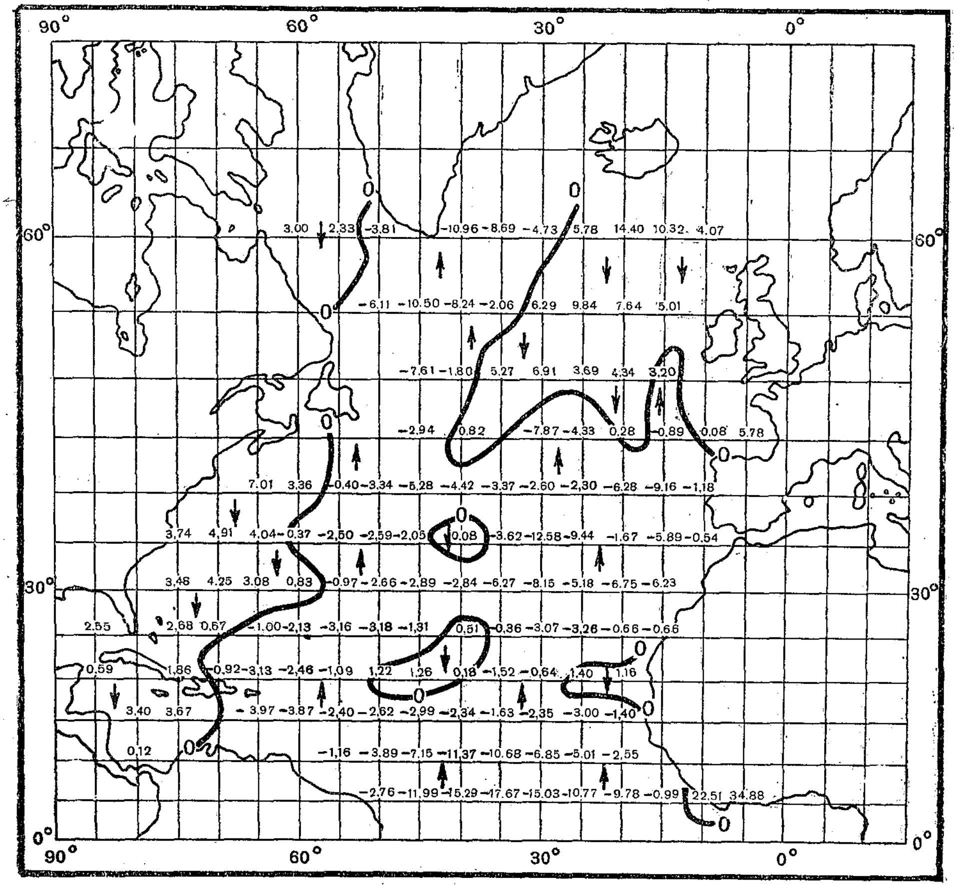

Рис. 14. Результирующие вертикальные движения на глубине 1000 *м* (в единицах $1 \cdot 10^{-4}$ *см/сек*)

преобладает над ветровым. На глубине 3000 *м* расположение зон подъема и опускания вод почти такое же, как и на горизонте 200 *м*. Скорость поднимающихся вод колеблется от $(0{,}2-0{,}5)\cdot 10^{-3}$ *см/сек* до $(1{,}0-1{,}5)\cdot 10^{-3}$ *см/сек*; скорость опускающихся вод в пределах $(1-7)\cdot 10^{-4}$ *см/сек*.

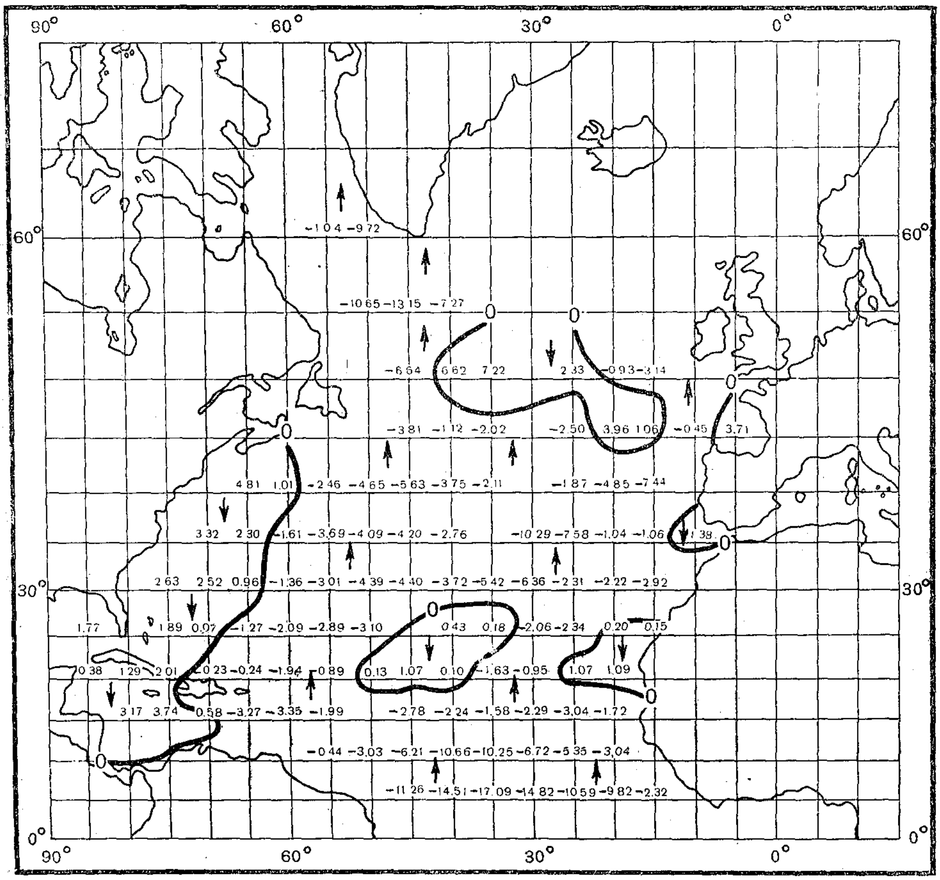

Рис. 15 Результирующие вертикальные движения на глубине 3000 *м* (в единицах $1\cdot 10^{-4}$ *см/сек*)

Порядок скоростей вертикальных движений, полученных по расчету, находится в пределах обычных оценок.

Заключение

Произведенный расчет ветровых течений в Северной Атлантике по линейной теории бароклинного слоя океана и анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. В работе произведен теоретический расчет трехмерной стационарной циркуляции, впервые дается полное численное решение задачи о ветровой циркуляции в океане, в частности в Северной Атлантике, по линейной теории бароклинного слоя океана, получены схемы течений для типа атмосферных процессов E_4. Полученные схемы течений в общих чертах удовлетворяют существующим представлениям. Они

содержат все основные звенья течений в Северной Атлантике как в поверхностных, так и в глубинных слоях, включая Противо-Гольфстрим. Сопоставления, проведенные с результатами расчетов ряда авторов (А. С. Саркисяна, Г. Я. Шкудовой и др.) и с данными наблюдений, обобщенными в атласах и монографиях, убеждают в реальности полученных схем.

2. Использованный в работе метод П. С. Линейкина, основанный на линейной теории бароклинного слоя океана, может быть признан вполне пригодным для расчета океанических течений. Он дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с наблюденными.

3. Расчеты ветровых течений в Северной Атлантике для других типов атмосферных процессов показывают, что использованный в работе метод расчета океанических течений обладает достаточной чувствительностью на изменения полей атмосферного давления, он способен улавливать изменения в течениях, обусловленных изменениями атмосферной циркуляции. Вследствие этого метод, примененный в работе, пригоден для изучения такого важного вопроса, каким является изучение изменчивости ветровых течений.

4. Эти же расчеты показывают, что ветровая циркуляция в Северной Атлантике подвержена изменениям в зависимости от типов атмосферных процессов. Расчеты показывают, что изменяются все элементы ветровой циркуляции.

5. Для улучшения результатов расчета, в первую очередь, величин скорости течения, в частности, в зоне Гольфстрима, необходимо параметр b задавать в каждой отдельной точке в соответствии с реальным распределением плотности в океане, а не брать его одинаковым для всех расчетных точек, лежащих на одной параллели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Линейкин П. С. Основные вопросы динамической теории бароклинного слоя моря. Гидрометеоиздат, 1957.
2. Линейкин П. С. Упрощенный метод определения течений поверхностного и глубинного слоев моря вдали от берегов. Тр. ГОИН, вып. 50, 1960.
3. Линейкин П. С. Ветровая и термохалинная циркуляция в океане. Докл. АН СССР, т. 138, № 6, 1961.
4. Линейкин П. С. Определение элементов ветровой циркуляции. Тр. ГОИН, вып. 61, 1961.
5. Линейкин П. С. Видоизмененный метод определения океанских течений. Тр. ГОИН, вып. 67. 1962.
6. Линейкин П. С. О нулевой поверхности и глубоководных течениях в северной части Атлантического океана. Изв. АН СССР, серия геофизич., № 6, 1962.
7. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Гидрометеоиздат, 1966.
8. Саркисян А. С. О роли чисто дрейфовой адвекции плотности в динамике ветровых течений бароклинного океана. Изв. АН СССР, серия геофизич. № 9, 1961.
9. Тюряков Б. И. Приближенный метод расчета морских ветровых течений. Материалы конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в Северной части Атлантического океана», вып. 3—4. Гидрометеоиздат, 1961.
10. Фельзенбаум А. И. Теоретические основы и методы расчета установившихся морских течений. Изд-во АН СССР, 1960.
11. Гурикова З. Ф. О расчете течений поверхностного слоя воды северной части Тихого океана. Изв. АН СССР, сер. геофизич. № 9. 1962.
12. Гурикова З. Ф. Расчет поверхностного поля плотности воды в Тихом океане. Изв. АН СССР, сер. геофизич., № 7, 1964.
13. Гурикова З. Ф. Формирование поля плотности и расчет нестационарных течений в Тихом океане. «Океанологоия», том IV № 5, 1964.
14. Гурикова З. Ф. Расчет поверхностных и глубинных течений северной части Тихого океана в летнее время. «Океанология», том VI, № 4, 1966.

15. Еремеева Г. В. О расчете течений бароклинного слоя Северной Атлантики. Тр. ГОИН, вып. 85, 1965.
16. Зыков И. Д., Рожков В. А. Опыт расчета поверхностных и глубинных течений ветрового происхождения на примере Северной Атлантики. Тр. ГОИН, вып. 81, 1964.
17. Шкудова Г. Я. Расчет океанических течений в Северной Атлантике. «Океанология», т. III, вып. 3, 1963.
18. Шкудова Г. Я. К вопросу расчета глубинных течений в северной части Тихого океана. Тр. ГОИН, вып. 85, 1965.
19. Шкудова Г. Я. Оценка влияния отдельных параметров на расчеты течений по линейной теории бароклинного слоя океана. Тр. ГОИН, вып. 79, 1966.
20. Валерианова М. А. Повторяемость барических полей над Северной Атлантикой. Сб. «Исследования северной части Атлантического океана», сб. I. Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961.
21. Муромцев А. М. и др. Основные черты гидрологии Атлантического океана. Гидрометеоиздат, 1963.
22. Стоммел Г. Гольфстрим. Изд-во иностр. лит., 1963.

К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СЕТКЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЭФФЕКТА ТРЕНИЯ

В. А. Макаров

Пусть канал, ширина b и глубина h которого постоянны, имеет ось, совпадающую с осью X. Ось Z направлена вертикально вверх. Начало координат взято на поверхности жидкости в ее положении равновесия. Принимая составляющие скорости течения по осям Y и Z равными нулю и пренебрегая горизонтальным турбулентным обменом и действием силы Кориолиса, запишем уравнение движения при условии, что массовые силы, за исключением силы тяжести, отсутствуют:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} = -g\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z},$$

где v — составляющая скорости течения вдоль оси X;
t — время;
g — ускорение силы тяжести;
ζ — отклонение уровня от невозмущенной поверхности;
τ_{zx} — напряжение трения;
ρ — плотность воды.

Выразим уравнение движения в ином виде, заменив скорость расходом через поперечное сечение канала $S = b(h+\zeta)$, т. е. через поток

$$W = \int\limits_S v\,dS.$$

Пусть $v = V \pm \varepsilon$, где V — средняя по сечению скорость потока; ε — отклонение скорости от ее средней величины.

Тогда запишем:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_S (V \pm \varepsilon)\,dS + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_S (V \pm \varepsilon)^2\,dS = -g\frac{\partial}{\partial x}\int\limits_S \zeta\,dS + \frac{1}{\rho}\int\limits_S \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}\,dS.$$

Так как

$$V = \frac{W}{S} = \frac{1}{S}\int\limits_S v\,dS,$$

то

$$\int_S \varepsilon\, dS = 0,$$

и

$$\int_S v^2 dS = \int_S V^2 dS \pm 2V \int_S \varepsilon\, dS + \int_S \varepsilon^2 dS = \alpha V^2 S,$$

где

$$\alpha = 1 + \frac{\int_S \varepsilon^2\, dS}{\int_S V^2 dS} = \frac{\int_S v^2 dS}{V^2 S}.$$

В результате получим, считая $\tau_{zx}|_{\zeta} = 0$, $\tau_{zx}|_{-h} = \tau_{xh}$, $\frac{\partial \alpha}{\partial x} = 0$:

$$\frac{1}{gb(h+\zeta)}\left[\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\alpha W}{b(h+\zeta)}\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\alpha W^2}{2b(h+\zeta)^2}\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right] = -\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\tau_{xh}}{\rho g(h+\zeta)}.$$

Напряжение трения τ_{xh} при турбулентном режиме полагают пропорциональным квадрату скорости придонного течения, т. е.

$$\tau_{xh} = k\rho\,|v_b|\,v_b = k'\rho\,|V|\,V,$$

где

$$k' = k\frac{|v_b|\,v_b}{|V|\,V}.$$

Разложим в ряд функции $\frac{1}{(h+\zeta)^m}$ по формуле бинома Ньютона и, пренебрегая членами порядка выше первого, получим

$$\frac{1}{gbh}\left(1-\frac{\zeta}{h}\right)\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\alpha W}{gb^2h^2}\left(1-\frac{2\zeta}{h}\right)\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\alpha W^2}{2gb^2h^3}\left(1-\frac{3\zeta}{h}\right)\frac{\partial \zeta}{\partial x} =$$

$$= -\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{k'\,|W|\,W}{gb^2h^3}\left(1-\frac{3\zeta}{h}\right).$$

Из анализа членов уравнения можно сделать следующее заключение: при достаточно большой длине волны второй и третий члены левой части уравнения незначительны и ими можно пренебречь. При этих условиях уравнение движения примет вид:

$$\frac{1}{ghb}\left(1-\frac{\zeta}{h}\right)\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{k'\,|W|\,W}{gb^2h^3}\left(1-\frac{3\zeta}{h}\right).$$

Дополнительный член трения имеет отношение к основному члену трения, равное $-3\zeta/h$, т. е. увеличивается с относительным возрастанием превышения уровня; он характеризует собой уменьшение трения в момент полной воды (что связано с большей глубиной в этот момент) и увеличение трения — в момент спада уровня.

Процессы, описываемые уравнением движения в упрощенном виде совместно с уравнением неразрывности, можно моделировать с помощью электрической сетки, которая используется для исследования приливных явлений [1]. Для этого в каждую ветвь сетки подключаются вместо постоянных сопротивлений между узлами блоки, предназначенные для получения нелинейных зависимостей по заданному закону [2], причем отношение ζ/h таково, что им можно пренебречь.

Согласно уравнению движения для установившегося процесса, получим выражение для потока на участке между центрами ячеек длиной b:

$$W_n = h^{3/2}\left[\frac{bgh}{k'(h-3\zeta)}\right]^{1/2}(\zeta_n-\zeta_0)^{1/2}.$$

Это выражение может быть записано в виде:

$$W_n = F(\zeta)(\zeta_n-\zeta_0)^{1/2}.$$

Так как в электрической сетке — модели поток W соответствует силе тока i, а превышение уровня ζ — напряжению u в узлах, то для соблюдения условия подобия необходимо, чтобы существовала следующая зависимость между силой тока и падением напряжения между узлами:

$$i_n = \Phi(u)(u_n-u_0)^{1/2},$$

где

$$\Phi(u) = F(\zeta)\frac{\sqrt{K_u}}{K_i}\left(K_i=\frac{W}{i};\ K_u=\frac{\zeta}{u}\right).$$

На рис. 1. изображена схема с использованием триода типа n-p-n для моделирования квадратичной зависимости силы трения от скорости течения с учетом высоты уровня.

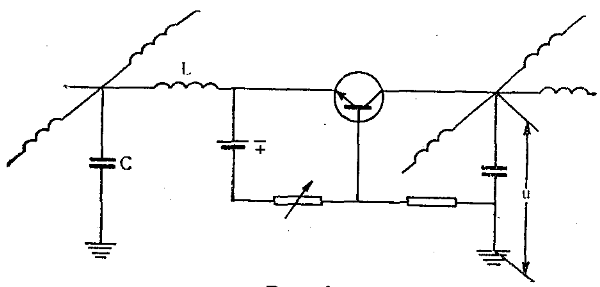

Рис. 1

ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров В. А. Проект электрической модели для исследования приливных явлений. Материалы второй конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в Северной части Атлантического океана». Изд. ЛГУ, 1963.
2. Einstein H. A., Harder J. A, An Electric analog model of tidal estuary. Proceed. ASCE., Vol. 85, No. WW3, Sept., 1959.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА РАСЧЕТА ВЕРТИКАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ ВОД В ОКЕАНЕ, ПРЕДЛОЖЕННОГО К. ХИДАКА

И. П. Карпова, В. А. Коробова

В последние годы осуществлен ряд расчетов вертикальных движений вод в различных районах Мирового океана [1—9] по методу, предложенному К. Хидака [10]. Анализ результатов этих расчетов и сопоставление их с данными расчетов другими методами заставили усомниться в правильности знака расчетной формулы, приведенной в статье К. Хидака. Этим вопросам и посвящена данная работа.

Вывод расчетной формулы для вертикальной составляющей скорости течения К. Хидака приводит в [10]. Исходными уравнениями служат уравнения движения:

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial z} + 2\,\omega\rho v \sin\varphi = \frac{\partial p}{\partial x}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \tau_y}{\partial z} - 2\,\omega\rho u \sin\varphi = \frac{\partial p}{\partial y} \qquad (2)$$

и уравнение неразрывности в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{\cos\varphi}\cdot\frac{\partial}{\partial y}(\rho v\cos\varphi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0, \qquad (3)$$

где x, y, z — оси координат, направленные соответственно на восток, север и вертикально вниз; u, v, w — соответствующие составляющие скорости течения; τ_x, τ_y — составляющие тангенциального напряжения ветра на оси x и y; ρ — плотность морской воды; p — давление; φ — географическая широта; ω — угловая скорость вращения Земли.

Таким образом, рассматривается задача расчета вертикальной составляющей скорости течения, обусловленного градиентом давления и тангенциальным напряжением ветра в поле силы Кориолиса. Рассматривается установившееся движение вдали от берегов.

Перекрестным дифференцированием уравнений (1) и (2) с использованием уравнения (3) и (1), в [10] получено следующее выражение для вертикальной компоненты скорости течения:

$$-w(z) = -\frac{\displaystyle\int_0^z \frac{\partial P}{\partial x}\,dz + \left[\tau_x + R\cos\varphi\sin\varphi\left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y}\right)\right]\Bigg|_0^z}{2\,\omega R\cos\varphi\sin^2\varphi\rho(z)} - \frac{\rho_0}{\rho(z)}w(0), \qquad (4)$$

где ρ_0 и w_0 — плотность и скорость на поверхности.

Для перехода от градиента давления к градиенту плотности используется уравнение статики. В результате из (4) получено:

$$-w(z)=\frac{\int\limits_0^z g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(z-z_1)\,dz_1-\frac{z}{h}\int\limits_0^h g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(h-z_1)\,dz_1+q(z)}{2\omega R\cos\varphi\sin^2\varphi\rho(z)},\qquad(5)$$

где h — глубина моря; R — радиус Земли;

$$q(z)=-\left[\tau_x-R\cos\varphi\sin\varphi\left(\frac{\partial\tau_y}{\partial x}-\frac{\partial\tau_x}{\partial y}\right)\right]\Bigg|_0^z+$$

$$+\frac{z}{h}\left[\tau_x-R\cos\varphi\sin\varphi\left(\frac{\partial\tau_y}{\partial x}-\frac{\partial\tau_x}{\partial y}\right)\right]\Bigg|_0^h+$$

$$+2\omega R\cos\varphi\sin^2\varphi\left[\left(1-\frac{z}{h}\right)\rho_0w_0+\frac{z}{h}\rho_hw_h\right].\qquad(6)$$

Выражение $q(z)$ включает в себя напряжение трения и значения вертикальной составляющей скорости у поверхности и у дна. К. Хидака оценивает член $|q(z)|<1$, исключая уровни, близкие к поверхности и ко дну, и, таким образом, получает расчетную формулу для вертикальной составляющей скорости течения, обусловленного распределением плотности:

$$-w(z)=\frac{\int\limits_0^z g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(z-z_1)\,dz_1-\frac{z}{h}\int\limits_0^h g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(h-z_1)\,dz_1}{2\omega R\cos\varphi\sin^2\varphi\rho(z)}.\qquad(7)$$

Вертикальную составляющую скорости, полученную по формуле (7), можно считать вертикальной компонентой скорости градиентно-конвекционного течения. Положительному значению $w(z)$ соответствует опускание вод, отрицательному — подъем.

Повторный вывод формулы (7) из тех же исходных уравнений и основных допущений, которые приняты в [10], дает знак плюс перед $w(z)$. Расхождение с выводом К. Хидака получается при переходе от зависимости (4) к (5). Вероятно, это различие получилось из-за опечатки в статье [10]. Тем не менее мы считаем необходимым привести этот повторный вывод расчетной формулы, начиная от зависимости (4). При этом знаменатель рассматривать не будем, а ограничимся рассмотрением выражения:

$$\int\limits_0^z\frac{\partial p}{\partial x}\,dz.\qquad(8)$$

Интегрируем уравнение статики от $z=-\zeta$ до $z=z_1$ (ζ — свободная поверхность).

$$p=p_0+\int\limits_{-\zeta}^{z_1} g\rho\, dz=p_0+g\rho_0\zeta+\int\limits_{0}^{z_1} g\rho\, dz, \tag{9}$$

где p_0 — атмосферное давление.

Дифференцируя (9) по x, получаем:

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{\partial p_0}{\partial x}+g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\int\limits_{0}^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}\, dz. \tag{10}$$

В выражении (10) нужно получить выражение градиента давления в воде только через градиент плотности. Поэтому, рассмотрим слагаемые

$$\frac{\partial p_0}{\partial x}+g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}.$$

Для этого сначала интегрируем выражение (10) по z_1 от поверхности до дна:

$$\int\limits_{-\zeta}^{h}\frac{\partial p}{\partial x}dz_1=\left(\frac{\partial p_0}{\partial x}+g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}\right)(h+\zeta)+\int\limits_{-\zeta}^{h}dz_1\int\limits_{0}^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}dz. \tag{11}$$

Полагая, что ζ мало по сравнению с h, получаем:

$$\frac{\partial p_0}{\partial x}+g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}=\frac{1}{h}\int\limits_{-\zeta}^{h}\frac{\partial p}{\partial x}dz_1-\frac{1}{h}\int\limits_{-\zeta}^{h}dz_1\int\limits_{0}^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}dz. \tag{12}$$

Из выражения (4) без учета напряжения трения можно получить:

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial z}2\,\omega R\cos\varphi\sin^2\varphi\rho w. \tag{13}$$

Интегрируя это выражение от поверхности до дна при условии, что $w_0=w_h=0$, получим:

$$\int\limits_{-\zeta}^{h}\frac{\partial p}{\partial x}dz_1=0. \tag{14}$$

Тогда:

$$\frac{\partial p_0}{\partial x}+g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}=-\frac{1}{h}\int\limits_{-\zeta}^{h}dz_1\int\limits_{0}^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}dz. \tag{15}$$

Для перехода от повторного интеграла к одинарному производим интегрирование по частям:

$$dz_1 = dv; \qquad \int\limits_0^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz = u;$$

$$v = z_1; \qquad du = g\,\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}\,dz_1;$$

$$\int\limits_{-\zeta}^{h} dz_1 \int\limits_0^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz = \left(z_1\int\limits_0^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz\right)\Bigg|_{-\zeta}^{h} - \int\limits_{-\zeta}^{h} z_1 g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}\,dz_1 =$$

$$= h\int\limits_0^{h} g\frac{\partial\rho(z)}{\partial x}\,dz + \zeta\int\limits_0^{-\zeta} g\frac{\partial\rho(z)}{\partial x}\,dz - \int\limits_{-\zeta}^{0} z_1 g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}\,dz_1 - \int\limits_0^{h} z_1 g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}\,dz_1.$$

Считая, что ζ мало по сравнению с h, получим:

$$\int\limits_{-\zeta}^{h} dz_1 \int\limits_0^{z_1} g\frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz = h\int\limits_0^{h} g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}\,dz_1 - \int\limits_0^{h} z_1 g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}\,dz_1 =$$

$$= \int\limits_0^{h} g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\,dz_1. \qquad (16)$$

С учетом полученного выражение (15) можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} + g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x} = -\frac{1}{h}\int\limits_0^{h} g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\,dz_1. \qquad (17)$$

Выражение (10) теперь перепишется в виде:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \int\limits_0^{z_1} g\frac{\partial\rho(z)}{\partial x}\,dz - \frac{1}{h}\int\limits_0^{h} g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\,dz_1. \qquad (18)$$

Вернемся к выражению (8), которое с учетом (18) можно записать:

$$\int\limits_0^{z}\frac{\partial p}{\partial x}\,dz_1 = \int\limits_0^{z} dz_1\int\limits_0^{z_1} g\frac{\partial\rho(z)}{\partial x}\,dz - \frac{1}{h}\int\limits_0^{z} dz_1\int\limits_0^{h} g\frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\,dz_1. \qquad (19)$$

Во втором слагаемом правой части этого соотношения, выражение $\int_0^h g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (h - z_1)\, dz_1$ является константой, не зависящей от z_1, поэтому его можно вынести за знак интеграла. Тогда:

$$\frac{1}{h} \int_0^z dz_1 \int_0^h g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (h - z_1)\, dz_1 = \frac{z}{h} \int_0^h g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (h - z_1)\, dz_1 . \qquad (20)$$

Интегрируя по частям первое слагаемое правой части соотношения (19), получим:

$$\int_0^z dz_1 \int_0^{z_1} g \frac{\partial \rho(z)}{\partial x} dz = z \int_0^z g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} dz_1 - \int_0^z z_1 g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} dz_1 =$$

$$= \int_0^z g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (z - z_1)\, dz_1 . \qquad (21)$$

Подставляя (20) и (21) в (19), получаем:

$$\int_0^z \frac{\partial p}{\partial x} dz_1 = \int_0^z g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (z - z_1)\, dz_1 - \frac{z}{h} \int_0^h g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (h - z_1)\, dz_1 . \qquad (22)$$

И окончательная расчетная формула для вертикальной составляющей скорости градиентно-конвекционного течения получается после подстановки (22) в (4):

$$w(z) = \frac{\int_0^z g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (z - z_1)\, dz_1 - \frac{z}{h} \int_0^h g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (h - z_1)\, dz_1}{2\, \omega R \cos \varphi \sin^2 \varphi \rho(z)} . \qquad (23)$$

Обратимся теперь к работе Г. Стоммела [11], в которой также приведен метод расчета $w(z)$ и рассматриваются те же исходные уравнения, что и в [10], но ось z направлена вверх. Получим выражение для расчета вертикальной составляющей скорости течения, следуя тем же путем, которым шел Стоммел, но исходные уравнения запишем для случая, когда ось z направлена вниз [т. е. используем уравнение (1), (2)]. Уравнение неразрывности в работе [11] записано следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0. \qquad (24)$$

Нас интересует только градиентно-конвекционная часть движения, поэтому в дальнейшем в уравнениях (1), (2) мы не будем учитывать

$\frac{\partial \tau_x}{\partial z}$ и $\frac{\partial \tau_y}{\partial z}$. Произведя перекрестное дифференцирование уравнений (1) и (2) и вычтя из первого второе, получим:

$$\beta\rho v + f\frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + f\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \tag{25}$$

где

$$f = 2\,\omega \sin\varphi; \qquad \beta = \frac{\partial f}{\partial y}.$$

Учитывая уравнение неразрывности, можно записать:

$$\beta\rho v - f\frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0. \tag{26}$$

Дифференцируем по z уравнение (1):

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v) = \frac{1}{f}\,\frac{\partial^2 p}{\partial x \cdot \partial z}. \tag{27}$$

А из уравнения статики можно получить:

$$g\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial^2 p}{\partial z \cdot \partial x}. \tag{28}$$

Подставляя (28) в (27) запишем:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v) = \frac{g}{f}\,\frac{\partial \rho}{\partial x}. \tag{29}$$

Исключим ρv из уравнения (29), используя (26):

$$\frac{d^2}{dz^2}(\rho w) = \frac{\beta\rho}{f^2}\,\frac{\partial \rho}{\partial x}. \tag{30}$$

$\frac{\partial \rho}{\partial x}$ — известно по материалам наблюдений, поэтому можно записать уравнение (30) в полных производных. Интегрируем (30) от z до h.

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = \frac{\beta g}{f^2}\left[\int_z^h \frac{\partial \rho}{\partial x}\,dz + C\right]. \tag{31}$$

Обозначим $\int_z^h \frac{\partial \rho}{\partial x}\,dz = \Phi_1(z)$, тогда выражение (31) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = \frac{\beta g}{f^2}\left[\Phi_1(z) + C\right]. \tag{32}$$

Снова интегрируем это уравнение:

$$\rho w = \frac{\beta g}{f^2}\left[\int\limits_z^h \Phi_1(z) + C(h-z) + C_1\right]. \tag{33}$$

Используем граничное условие: при $z = h$ $w = 0$. Тогда $C_1 = 0$. При $z = 0$ $w = 0$, отсюда:

$$C = -\frac{1}{h}\int\limits_0^h \Phi_1(z)\,dz. \tag{34}$$

Таким образом, получили расчетные формулы. В виде, аналогичном тому, как это дано в работе [11], можно записать:

$$\left.\begin{aligned}
\rho w &= \frac{\beta g}{f^2}\left[\int\limits_z^h \Phi_1(z)\,dz + C(h-z)\right];\\
\Phi_1(z) &= \int\limits_z^h \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz;\\
C &= -\frac{1}{h}\int\limits_0^h \Phi_1(z)\,dz.
\end{aligned}\right\} \tag{35}$$

Приведем эти уравнения к виду, использованному в статье К. Хидака:

$$\Phi_1(z) = \int\limits_0^h \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz - \int\limits_0^z \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz;$$

$$\int\limits_z^h \Phi_1(z_1)\,dz_1 = \int\limits_0^h \Phi_1(z)\,dz_1 - \int\limits_0^z \Phi_1(z)\,dz_1 =$$

$$= \int\limits_0^h dz_1\int\limits_0^h \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz - \int\limits_0^h dz_1\int\limits_0^{z_1} \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz - \int\limits_0^z dz_1\int\limits_0^h \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz + \int\limits_0^z dz_1\int\limits_0^{z_1} \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz =$$

$$= h\int\limits_0^h \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz - z\int\limits_0^h \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz - \int\limits_0^h dz_1\int\limits_0^{z_1} \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz + \int\limits_0^z dz_1\int\limits_0^{z_1} \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz. \tag{36}$$

Произведя те же действия, что и при получении выражений (16) и (21), можно записать:

$$\int\limits_0^z dz_1\int\limits_0^{z_1} \frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz = \int\limits_0^z \frac{\partial\rho(z_1)}{\partial x}(z - z_1)\,dz_1; \tag{37}$$

$$\int\limits_0^h dz_1 \int\limits_0^{z_1} \frac{\partial \rho}{\partial x}\, dz = \int\limits_0^h \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\, dz_1\,; \tag{38}$$

$$\int\limits_z^h \Phi_1(z_1)\, dz_1 = \int\limits_0^z \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x}(z - z_1)\, dz_1 - z \int\limits_0^h \frac{\partial \rho}{\partial x}\, dz_1 +$$

$$+ h \int\limits_0^h \frac{\partial \rho}{\partial x}\, dz_1 - \int\limits_0^h \frac{\partial \rho}{\partial x}(h - z_1)\, dz_1\,. \tag{39}$$

Рассмотрим теперь выражение:

$$\int\limits_0^h \Phi_1(z_1)\, dz_1 = \int\limits_0^h dz_1 \int\limits_0^h \frac{\partial \rho}{\partial x}\, dz - \int\limits_0^h dz_1 \int\limits_0^{z_1} \frac{\partial \rho}{\partial x}\, dz =$$

$$= h \int\limits_0^h \frac{\partial \rho}{\partial x}\, dz_1 - \int\limits_0^h \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\, dz_1\,. \tag{40}$$

Подставляя (39) и (40) в первое уравнение системы (35), получим:

$$\rho w = \frac{\beta g}{f^2}\left[\int\limits_0^z \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x}(z - z_1)\, dz_1 - \frac{z}{h}\int\limits_0^h \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x}(h - z_1)\, dz_1\right]. \tag{41}$$

Выражение (41) отличается от (23) только видом коэффициента, стоящего перед скобками. Следовательно, снова приходим к выводу о правильности знака в формуле (23).

Помимо этого, был проделан расчет вертикальной циркуляции градиентно-конвекционного происхождения двумя способами: по формуле (23) и исходя из геострофических соотношений и уравнения неразрывности при учете изменения параметра Кориолиса с широтой [9], т. е. по формуле:

$$w(z) = \frac{\beta}{f^2}\int\limits_0^z \frac{\partial D}{\partial x}\, dz,$$

где

$$D = g\int\limits_0^H \rho\, dz.$$

Исходным материалом для обоих расчетов послужили среднегодовые поля плотности вод Норвежского и Гренландского морей. Результаты расчетов оказались очень близкими, показав хорошее согласие и в качественном и в количественном отношении. Картина вертикальной циркуляции вод, полученная в [9], согласуется с общими гидродинамическими соображениями: районы меридиональных потоков, направленных на север, совпадают с районами нисходящих движений вод; в районах южных меридиональных потоков имеет место подъем вод. Подобные результаты для Тихого океана получены другими авторами [12, 13].

Все сказанное приводит к выводу, что при расчете вертикальных движений вод по методу, предложенному К. Хидака, нужно пользоваться зависимостью (23). Это необходимо учитывать при использовании результатов расчетов, приведенных в работах [1, 3—8]. Поскольку зависимости (7) и (23) различаются только знаком, то на схемах, полученных в результате расчета по формуле (7), следует изменить знак процесса, т. е. вместо подъема вод должно быть опускание и наоборот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тюряков Б. И. К расчету вертикальных движений воды в Северной Атлантике. Тр. ЛГМИ, вып. 20, 1965.
2. Коробова В. А. Вертикальные движения вод в Северной Атлантике. «Второй Международный океанографический Конгресс». Тезисы докладов. «Наука», 1966.
3. Кузнецова Л. Н. О вертикальной циркуляции в Арктическом и Антарктическом районах формирования глубинных вод. «Второй Международный океанографический Конгресс». Тезисы докладов. «Наука», 1966.
4. Кузнецова Л. Н. О вертикальной циркуляции водных масс в северо-западной части Северной Атлантики. «Материалы рыбохозяйственных исследований Северного бассейна», вып. VII, Мурманск, 1966.
5. Коробова В. А. Вертикальная составляющая скорости градиентного течения в Северной Атлантике в осенний период. «Материалы сессии Уеного совета ПИНРО» по результатам исследований в 1965 г., вып VIII,, Мурманск, 1967.
6. Карпова И. П. К расчету вертикальных движений вод в юго-восточной части Баренцева моря, «Материалы сессии Ученого совета ПИНРО» по результатам исследований в 1965 г., вып. VIII, Мурманск, 1967.
7. Коробова В. А. Расчет вертикальной составляющей скорости градиентно-конвекционного течения в Северной Атлантике по методу Хидака. Тр. ЛГМИ, вып. 24, 1967.
8. Кузнецова Л. Н. О конвективном перемешивании и вертикальной циркуляции в субполярном районе Атлантического океана в период охлаждения. Тр. ЛГМИ, вып. 24, 1967.
9. Берендяева Л. Д., Карпова И. П. Средняя картина вертикальной циркуляции Норвежского и Гренландского морей. Тр. ЛГМИ, вып. 37, 1969.
10. Hidaka K. Calculation of Upwelling. Records of Ocean. works in Japan, v. 6, № 1, 1961.
11. Stommel H. On. the determination of the depth of no-meridional motion. Deep-Sea Research, v. 3, № 4, 1956.
12. Чекотилло К. А. Вертикальные движения вод в океане. Результаты исследований по международным геофизическим проектам. Океанология, № 17, «Наука», 1966.
13. Кошляков М. Н. Вертикальная циркуляция вод в области Куросио. «Океанология», т. I № 5, 1961.

НОМОГРАММЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

И. М. Завилович

Для гидрологических условий океана характерно вертикальное распределение скорости звука в океане (рис. 1, табл. 1), приводящее к образованию волновода — подводного звукового канала (ПКЗ) [1].

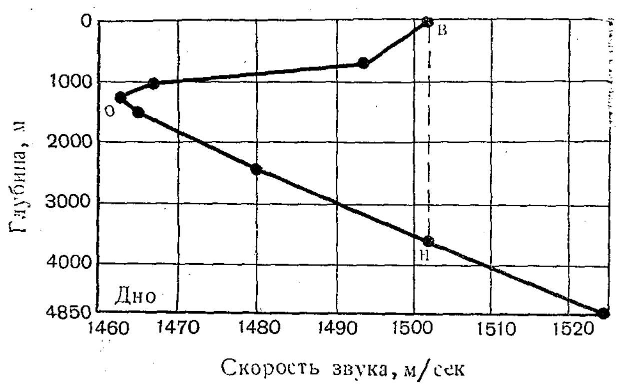

Рис. 1. Типичное для океана вертикальное распределение скорости звука:
В — верхняя граница волновода; *Н* — нижняя граница волновода; *О* — ось волновода

Пользуясь лучевыми представлениями [2], легко показать, что волновод действует аналогично фокусирующей системе в оптике [1]. В соответствии с законами акустической рефракции, часть выходящих из излучателя [1] звуковых лучей распространяется, испытывая многократно полное внутреннее отражение, т. е. отражение без потери энергии. При использовании акустических сигналов низких частот, которые слабо поглощаются в воде, распространение звука в волноводе может происходить на сверхдальние расстояния [3, 4]. Явление сверхдальнего распространения звука дает возможность разработать средства акустической пеленгации, акустической связи и исследования физических процессов в океане [5, 6].

Для решения выдвинутых практикой задач необходимо подробное изучение особенностей волноводного распространения звука в реальных условиях океана. Такая работа проводится на кафедре океанологии ЛГМИ под руководством Б. И. Тюрякова.

Исследователи отмечают необычайную сложность распределения гидроакустических характеристик в океане [7, 8].

[1] Излучатель считается расположенным в слое минимального значения скорости звука (на оси волновода).

При рассмотрении акустической структуры океанов удачным оказалось предложенное Б. И. Тюряковым использование (в качестве масштаба осреднения) районирования, проведенного по принципу одинаковой вертикальной структуры водных масс [9, 10]. Предполагается, что выделенной гидрологической структуре однозначно соответствует определенная акустическая структура. Гипотеза получила хорошее подтверждение в выполненных на кафедре океанологии в 1967 г. дипломных работах С. Саймима и И. М. Завиловича по волноводному распространению звука в северной и южной частях Атлантического океана.

По известному вертикальному распределению скорости звука в данном гидрологическом районе можно рассчитать и построить лучевую картину. Совокупность лучей, участвующих в волноводном распространении акустической энергии, ограничивается значением предельного угла. Лучи, выходящие из излучателя под углами меньше предельного, испытывают полное внутреннее отражение, не достигая границ волновода. Лучи, выходящие из излучателя под углами больше предельного, покидают волновод. Под предельным углом выходит из излучателя луч, испытывающий полное внутреннее отражение на границах волновода.

Рассмотрим траекторию луча, выходящего из излучателя под углом, меньше предельного (рис. 2). Выйдя из излучателя под положительным углом $\theta_0 < \theta_{\text{пред}}$, луч испытывает выше оси полное внутреннее отражение. Затем он возвращается к оси, пересекает ее под углом $-\theta_0$, испытывает полное внутреннее отражение ниже оси и снова возвращается к оси волновода под углом $+\theta_0$. В дальнейшем ход луча повторяется.

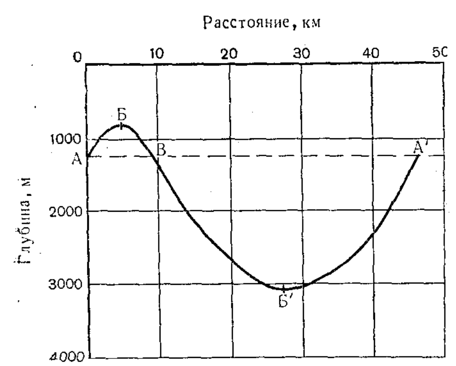

Рис. 2. Ход звукового луча

Б и *Б'* — точки полного внутреннего отражения; *АБВ* — верхний полуцикл; *ВБ'А'* — нижний полуцикл; *АБВБ'А'* — цикл

Ход луча, при котором он дважды испытывает полное внутреннее отражение и возвращается к оси волновода, называется полным циклом луча, или просто циклом.

Если луч испытывает только одно полное внутреннее отражение, то к моменту возвращения к оси он пройдет половину цикла (полуцикл).

Цикл и полуцикл характеризуются:

1) изменением угла скольжения вдоль луча (полный цикл луча от $+\theta_0$ до $+\theta_0$ и от $-\theta_0$ до $-\theta_0$; полуцикл луча от $+\theta_0$ до $-\theta_0$ и от $-\theta_0$ до $+\theta_0$);

2) горизонтальным протяжением — проекцией траектории цикла и полуцикла луча на горизонтальную ось;

3) размахом (амплитудой) — проекцией траектории полуцикла (цикла) луча на вертикальную ось;

4) временем распространения звука вдоль луча;

5) средней скоростью горизонтального пробега.

Опыт работы показывает важность определения элементов цикла и полуцикла луча для проведения разнобразных гидроакустических расчетов, сравнения волноводных свойств отдельных районов океана и выбора наилучших режимов работы гидроакустических систем.

Большое количество проводимых определений заставляет искать удобные способы расчета. Простейшими счетными приспособлениями являются номограммы. Пользование ими просто. Велика экономия времени. Для вычисления по номограммам не требуется специальной квалификации. Номограммы наглядно отображают зависимости между величинами.

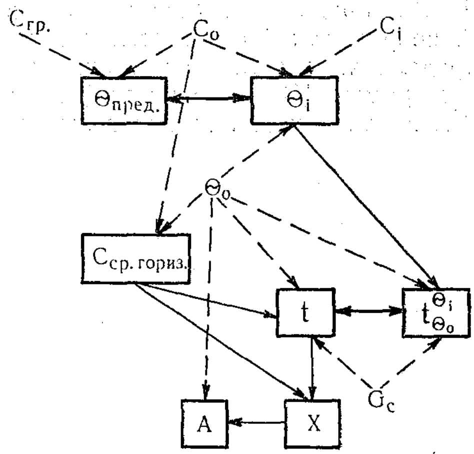

Рис. 3. Схема номографических вычислений:
←→ — линия связи величин, определяемых по одной номограмме; → — линия связи величины, уже определенной по номограмме, с определяемой; — — → — линия связи с исходными величинами

Конструированию номограмм предшествует детальное исследование номографируемых величин, пределов их изменения, характера номографируемых зависимостей, взаимосвязи всех элементов, вычисляемых по номограммам и необходимой точности вычислений.

Проведенные исследования позволяют составить схему номографических вычислений (рис. 3), на которой использованы следующие обозначения:

$\theta_{пред}$ — предельный угол волновода;
θ_0 — угол выхода луча из излучателя; исходная величина;
θ_i — угол скольжения луча при входе в i-й слой;
c_0 — скорость звука на горизонте излучателя;
$c_{гр}$ — скорость звука на границе волновода;
c_i — скорость звука в точке входа луча в i-й слой;
$c_{ср.гор}$ — средняя скорость горизонтального пробега цикла (полуцикла) луча в слое постоянного градиента скорости звука;
G_c — градиент скорости звука;
t — время пробега полуцикла луча в слое постоянного градиента скорости звука;
$t_{\theta_0}^{\theta_i}$ — время пробега части цикла луча;
X — горизонтальное протяжение полуцикла луча в слое постоянного градиента скорости звука;
A — размах полуцикла луча в слое постоянного градиента скорости звука;

Размерности: углов — градусы или радианы; скорости звука — *м/сек*, градиента скорости звука — *сек*$^{-1}$, времени пробега — секунды, горизонтального протяжения — километры и размаха полуцикла луча — метры.

По разработанной схеме рассчитаны и построены пять номограмм сетчатого типа [11, 12], представляющие семейства помеченных кривых в равномерной координатной сетке (см. приложение). Для увеличения точности определений использован принцип зеркального преобразования поля номограммы [13]). По каждой номограмме проведены контрольные расчеты и дана оценка точности вычислений.

ПРИЛОЖЕНИЯ

НОМОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОГО УГЛА ВОЛНОВОДА

Предельный (граничный) угол является важной характеристикой волновода. Значение угла, под которым граничный луч выходит из излучателя, может быть получено из закона Снеллиуса [2]

$$\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_0}=\frac{c_i}{c_0}. \qquad (1)$$

Граничный луч испытывает полное внутреннее отражение на границах волновода, т. е. при $c_i=c_{\text{гр}}$, $\theta_0=\theta_{\text{пред}}$ и $\theta_i=0$. Таким образом,

$$\cos\theta_{\text{пред}}=\frac{c_0}{c_{\text{гр}}}. \qquad (2)$$

По формуле (2) рассчитана и построена номограмма (рис. П-I), позволяющая определять значения предельного угла (0—20°) при различных сочетаниях c_0 и $c_{\text{гр}}$ в интервале 1420—1540 *м/сек*.

В области малых углов (0—5°) номограмма представляет графическую интерпретацию функциональной зависимости $\theta_{\text{пред}}=f_1(\Delta c)$ при $c_0=\text{const}$ (последовательно, 1425, 1450, 1475, 1500, 1525 и 1550 *м/сек*).

Для углов (2—20°) номограмма изображается зависимостью $c_0=f_2(c_{\text{гр}})$ при $\theta_{\text{пред}}=\text{const}$.

Из анализа выражения (2) видно, что эта зависимость отождествляется с семейством помеченных прямых. Шаг построения номограммы при $\theta_{\text{пред}}$ от 2 до 5° равен 1°, а при $\theta_{\text{пред}}$ от 5 до 20° — равен 0°,2. Изолинии целых значений предельного угла выделены.

Порядок определения предельного угла

Определяется разность $c_{\text{гр}}-c_0$. Если разность меньше 5,6 *м/сек*, то обращаются к номограмме в области малых углов.

1. Восстановить перпендикуляр от оси Δc в точке $c_{\text{гр}}-c_0$ до пересечения с изолинией $\theta_{\text{пред}}=f_1(\Delta c)$ при данном c_0.

2. Из точки пересечения опустить перпендикуляр на ось угла полного внутреннего отражения и определить искомое значение $\theta_{\text{пред}}$.

Если разность $c_{\text{гр}}-c_0$ больше 5,6 *м/сек*, то обращаются к полной номограмме (2—20°).

1. Найти точку пересечения перпендикуляров к осям c_0 и $c_{\text{гр}}$, восстановленных в точках исходных значений.

2. Определить координату точки пересечения в системе изолиний $\theta_{\text{пред}}$.

Дополнительные рекомендации. Полная номограмма (2—20°) позволяет рассчитывать изменение угла скольжения вдоль луча. Для объяснения приведем еще раз уравнение (1)

$$\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta_0}=\frac{c_i}{c_0}; \quad \text{или} \quad \cos\theta_i=\frac{c_i}{c_0}\cos\theta_0.$$

Таблица 1

Пример расчета угла полного внутреннего отражения и угла скольжения вдоль луча при типичном вертикальном распределении скорости звука в океане

Типичное вертикальное распределение скорости звука						Предельный угол слоя и волновода					Изменение угла скольжения вдоль луча							
Порядковый № слоя	Глубина, *м*	Скорость звука, *м/сек*	$G_c \cdot 10^{-2}$ $\frac{1}{сек}$	$\frac{1}{G_c}$ *сек*	Δc_i *м/сек*	$\frac{c_0}{c_{гр}}$	$\theta_{пред}$ вычисленное	$\theta_{пред}$ определенное по номограмме	$\delta\theta°$	Относительная ошибка, %	θ вычисленное	θ определенное по номограмме	$\delta\theta°$	Относительная ошибка, %	θ вычисленное	θ определенное по номограмме	$\delta\theta°$	Относительная ошибка, %
Поверхность	0	1500,3									8°,790	8°,80	−0,01	0,11				
3			1,041666	96	7,5	0,9950001	5°,730	5°,70	+0,03	0,52								
	720	1492,8									10°,482	10°,47	+0,012	0,11				
2			7,269841	8,624455	22,9	0,9846596	10°,049	10°,10	−0,051	0,49								
	1035	1469,9									14°,481	14°,48	+0,001	0,01	9°,192	9°,18	+0,012	0,13
1			1,944444	51,42857	3,5	0,9976188	3°,955	3°,96	−0,005	0,13								
Ось волновода	1215	1466,4	—	—	33,9	0,9774045	12°,230	12°,20	+0,03	0,25	$\theta_0 = 15°$		—	—	$\theta_0 = 10°$		—	—
1			0,666667	150	1,8	0,9987741	2°,838	2°,84	−0,002	0,07								
	1485	1468,2									14°,735	14°,75	−0,015	0,10	9°,592	9°,57	+0,022	0,23
2			1,322645	75,606061	13,2	0,9910895	7°,655	7°,65	+0,005	0,06								
	2483	1481,4									12°,629	12°,60	+0,029	0,23	5°,800	5°,80	0,00	0
3			1,669611	59,89417	18,9	0,9874025	9°,104	9°,10	+0,004	0,04								
	3615	1500,3									8°,790	8°,80	−0,01	0,11				
4			1,542169	64,84375	19,2	0,9873643	9°,118	9°,10	+0,018	0,20								
Дно	4860	1519,5																

Представим $\cos\theta_0$ в виде отношения c_0/c_k, где c_k — условное значение скорости звука на границе звукового канала со значением скорости звука на оси c_0 и предельным углом θ_0.

Получаем для угла вхождения луча в i-й слой

$$\cos\theta_i = \frac{c_i}{c_k}. \tag{3}$$

Выражение (3) определяет предельный угол волновода со значением скорости звука на оси c_i и на границе — c_k.

Изменение угла скольжения вдоль луча будет зависеть от изменения c_i при данном c_k. Значение c_k находится по исходным данным θ_0 и c_0.

Вычисление угла скольжения в любой точке луча удобно вести в следующем порядке:

1.) восстановить перпендикуляр от оси c_0 при данном значении скорости звука на горизонте излучателя до пересечения с изолинией θ_0;

2) перпендикуляр из точки пересечения к оси $c_{\text{гр}}$ определит значение c_k и явится осевой линией для дальнейших операций;

3) восстановить перпендикуляр от оси c_0 в точке $c_0 = c_i$ до пересечения с осевой линией $c_k = \text{const}$ и найти значение θ_i;

4) если $c_i > c_k$, то осевую линию $c_k = \text{const}$ проводят от оси c_0, а значение c_i берут на оси $c_{\text{гр}}$. При этом значение θ_i берется отрицательным.

Пример расчета и оценка точности вычислений приведены в табл. 1.

Относительная ошибка при определениях по номограмме не превышает 0,52%. Указанная точность справедлива при следующих масштабах шкал: $\theta_{\text{пред}} = 1° — 5$ *см*; $\Delta c = 1$ *м/сек* — 5 *см*; $c_{\text{гр}} = 1$ *м/сек* — 2,5 *мм*; $c_0 = 1$ *м/сек* — 2,5 *мм*.

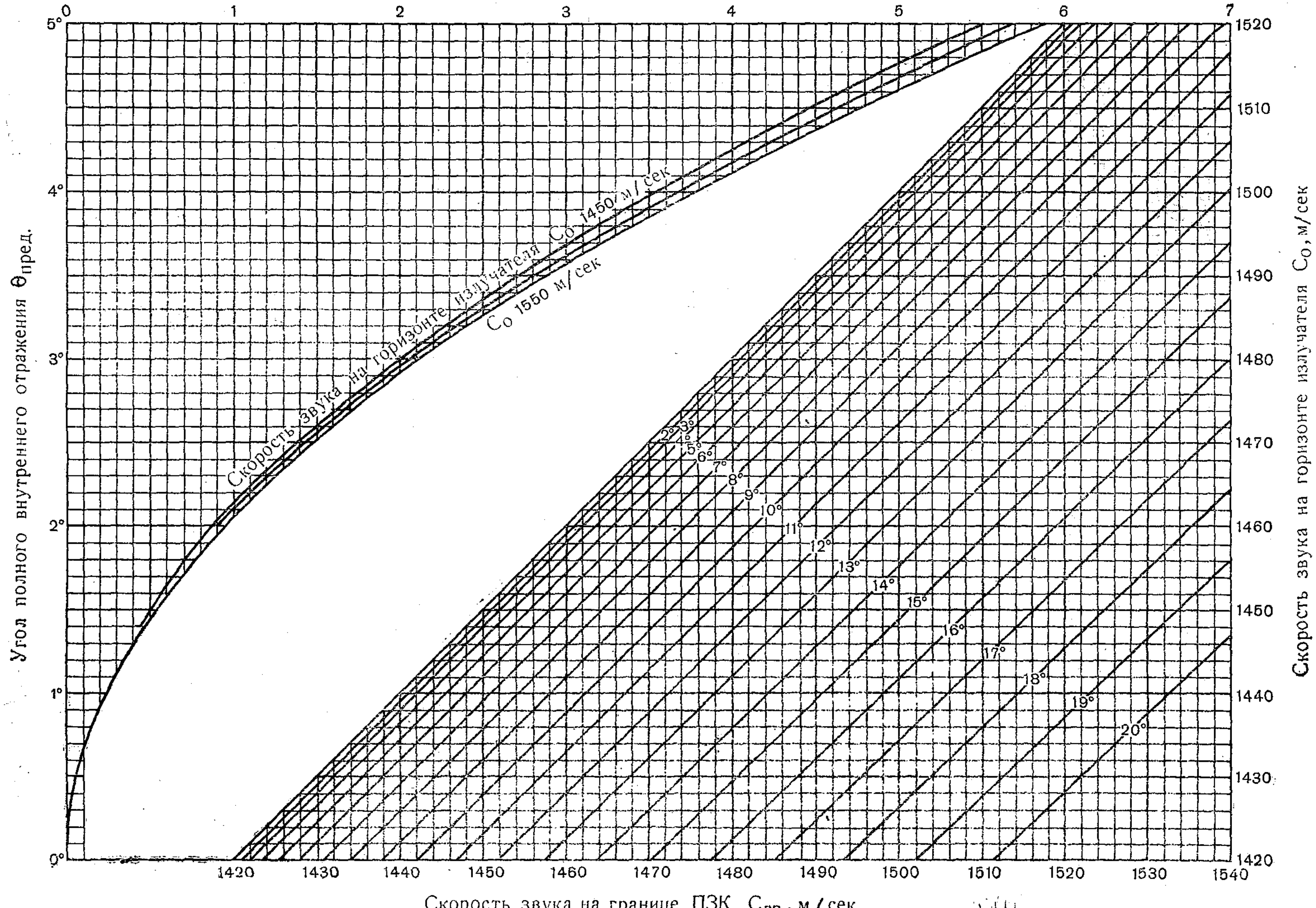

Рис. П-1. Номограмма для определения угла полного внутреннего отражения (предельного угла волновода)

НОМОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПРОБЕГА ПОЛУЦИКЛА (ЦИКЛА) ЛУЧА В СЛОЕ ПОСТОЯННОГО ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ ЗВУКА

Средняя скорость горизонтального пробега определяется, в общем случае, как частное от деления горизонтального протяжения луча X на время пробега t.

Траектория полуцикла луча в слое постоянного градиента скорости звука представляет дугу окружности. Поэтому легко получить выражения для горизонтального протяжения [2]

$$X = 2\frac{c_0}{G_c}\operatorname{tg}\theta_0, \qquad (4)$$

времени пробега [2, 4]

$$t = \frac{2}{G_c}\operatorname{gd}^{-1}\theta_0 \qquad (5)$$

и средней скорости горизонтального пробега

$$c_{\text{ср.гор}} = c_0\frac{\operatorname{tg}\theta_0}{\operatorname{gd}^{-1}\theta_0}, \qquad (6)$$

или в разностной форме

$$\left.\begin{aligned} c_{\text{ср.гор}} &= c_0 + \Delta c_0; \\ \Delta c_0 &= -c_0\left(1 - \frac{\operatorname{tg}\theta_0}{\operatorname{gd}^{-1}\theta_0}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

где Δc_0 — поправка к скорости звука на горизонте излучателя;
$\operatorname{gd}^{-1}\theta_0$ — обратная функция Гудермана.

Из выражения (7) видно, что Δc_0 зависит от c_0 и θ_0 и, следовательно, средняя скорость горизонтального пробега одинакова для верхнего и нижнего полуциклов лучей, т. е. для всего цикла луча.

При расчете номограммы по формуле (7) предварительным шагом явилось вычисление значений функции $\operatorname{gd}^{-1}\theta_0 = \ln\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta_0}{2}\right)$ в номографируемых пределах θ_0(0—20°). Следует отметить, что удовлетворительных по числу десятичных знаков таблиц этой функции найти не удалось.

Номограмма (рис. П-II) составлена в виде семейства кривых $\Delta c_0 = f_3(\theta_0)$ при $c_0 = \text{const}$ (для θ_0 от 0 до 10° интервал по c_0 от 1425 до 1550 *м/сек* — 25 *м/сек*; для θ_0 от 10 до 20° интервал по c_0 от 1420 до 1550 *м/сек* — 10 *м/сек*).

Для повышения точности вычислений было проведено зеркальное преобразование номограммы по осям θ_0 и Δc_0. Зеркальные продолжения осей при преобразовании перенесены на параллельные рамки.

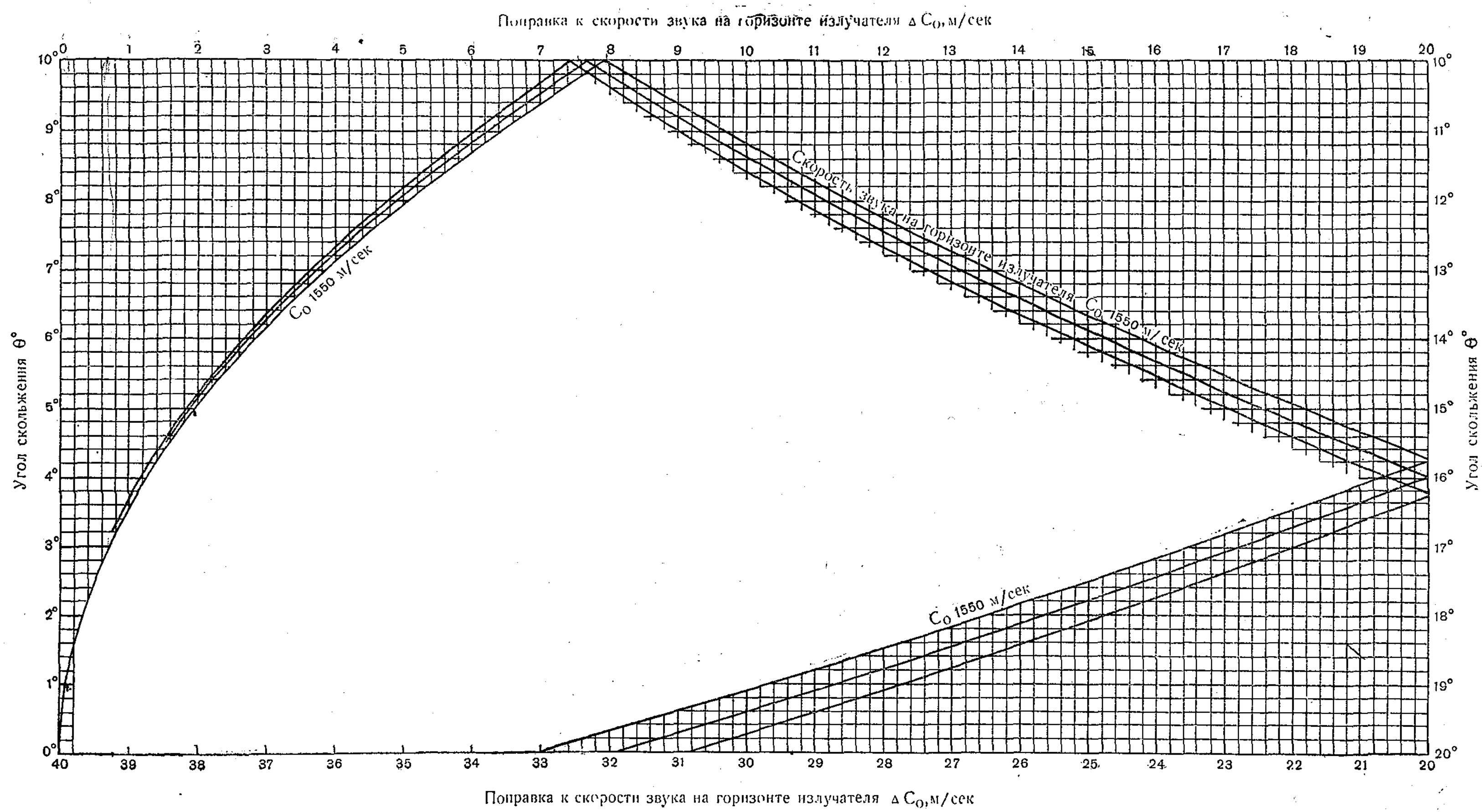

Рис. П-11. Номограмма для определения средней скорости горизонтального пробега полуцикла (цикла) звукового луча в слое постоянного градиента скорости звука

Координатная сетка построена таким образом, что она автоматически обеспечивает правильное получение ответа почти на всех участках номограммы. Исключение составляют две области в окрестности θ_0, а именно: $9{,}75 \div 10°{,}25$ и $15{,}7 \div 16°{,}4$, в которых пересекаются основная и зеркально совмещенная части номограммы. Но и при определениях в этих областях необходимо только внимание.

Порядок определения средней скорости горизонтального пробега

1. Восстановить перпендикуляр от оси θ_0 в точке рассматриваемого угла скольжения до пересечения с изолинией данного c_0.

2. Из точки пересечения опустить перпендикуляр на ось Δc_0, сообразно координатной сетке, и определить значение поправки.

3. Значение средней скорости горизонтального пробега находится арифметическим сложением c_0 и Δc_0.

В табл. 2 приведены примеры расчета и дана оценка точности при каждом вычислении.

Таблица 2

Примеры расчета средней скорости горизонтального пробега $c_{ср.гор}$ цикла луча при типичном для океана вертикальном распределении скорости звука

θ_0, *град*	$c_0 = 1466{,}4$ *м/сек*			
	$c_{ср.гор}$, *м/сек*		δc	Относительная ошибка, %
	рассчитанная	определенная по номограмме		
1	1466,46	1466,46	0,00	0
2	1466,71	1466,72	+0,01	0,001
3	1467,08	1467,08	0,00	0
4	1467,60	1467,60	0,00	0
5	1468,27	1468,28	+0,01	0,001
10	1473,93	1473,92	−0,01	0,001

Относительная ошибка определений по номограмме меньше 0,001%. Указанная точность справедлива при следующих масштабах шкал: для $\theta_0 = 1° — 2{,}5$ *см*, для $\Delta c_0 = 1$ *м/сек* — 2,5 *см*.

НОМОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПРОБЕГА ПОЛУЦИКЛА ЛУЧА В СЛОЕ ПОСТОЯННОГО ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ ЗВУКА

Приведем еще раз выражение (5) для времени пробега

$$t = \frac{2}{G_c}\,\mathrm{gd}^{-1}\,\theta_c\,.$$

Из уравнения видно, что зависимость между временем пробега и градиентом — обратная. Номографирование обратных зависимостей представляет известное затруднение, так как очень трудно получить удовлетворительную точность определений. Поэтому при проектировании номограммы было принято решение выразить время пробега функцией обратного градиента скорости звука $\frac{1}{G_c}$. Для перехода от градиента к обратному градиенту построена совместная шкала, равномерная для обратного градиента и гиперболическая для градиента скорости звука.

Номограмма (рис. П-III) рассчитана и построена при значениях $\frac{1}{G_c}$ (0—100 *сек*), θ_0 (0—20°) и t (0—40 *сек*). Выполнено зеркальное преобразование по шкале t. Линия преобразования проходит по $t = 20$ *сек*.

Номограмма изображается семейством помеченных прямых $t = f_4\left(\frac{1}{G_c}\right)$ при $\theta_0 = \mathrm{const}$. Интервал построения по θ_0 равен 1°. Изолинии θ_0 5, 10, 15 и 20° выделены для удобства определений.

При вычислениях по номограмме исключено двойственное толкование результата. Однако при определениях необходимо быть внимательным, особенно у правой рамки номограммы, где осуществляется переход к зеркально совмещенной шкале. Время пробега до перехода к зеркальному отображению определяется по нижней шкале, а после перехода — по верхней шкале номограммы. Можно пользоваться простым правилом: *если при движении вдоль изолинии $\theta_0 = \mathrm{const}$ вправо происходит подъем, то отсчет надо производить по нижней шкале; если — опускание, то отсчет надо производить по верхней шкале.*

Порядок определения времени пробега по номограмме

1. Восстановить от оси $\frac{1}{G_c}$ в точке с данным значением обратного градиента перпендикуляр до пересечения с изолинией $\theta_0 = \mathrm{const}$.
2. Из точки пересечения, пользуясь правилом, опустить перпендикуляр на ось t и определить значение времени пробега.

Дополнительные рекомендации. При определении времени пробега можно увеличивать (уменьшать) масштаб шкалы обратного градиента в n раз. Искомое значение времени пробега также получится увеличенным (уменьшенным) в n раз. Иногда удобно представить обратный градиент $\frac{1}{G_c}$ в виде суммы $\frac{1}{G_{c_1}} + \frac{1}{G_{c_2}}$ и определить для каждого слагаемого время пробега. Искомое время пробега находится простым суммированием.

Номограмма позволяет также определять время пробега части полуцикла луча при изменении угла скольжения от θ_0 до θ_i. Порядок вычисления ясен из формулы: при θ_0 и θ_i, имеющих один знак,

$$t_{\theta_0}^{\theta_i} = \frac{1}{2}(t_0 - t_i) \tag{8}$$

и при θ_0 и θ_i, имеющих разные знаки,

$$t_{\theta_0}^{\theta_i} = \frac{1}{2}(t_0 + t_i). \tag{9}$$

Для определения удобно воспользоваться отсчетной линейкой (рис. П-III снизу). Отсчет по этой линейке расстояния между изолиниями θ_0 и θ_i (при данном обратном градиенте) численно равен времени пробега луча от θ_0 до θ_i.

В табл. 3 приводятся примеры расчета и дается оценка точности определений по номограмме.

Таблица 3

Примеры расчета времени пробега полуцикла луча при типичном для океана вертикальном распределении скорости звука

θ_0, *град*	Выше оси ПЗК $G_c = 1{,}944444$				Ниже оси ПЗК $G_c = 0{,}666667$			
	t, *сек*		δt	Относительная ошибка, %	t, *сек*		δt	Относительняя ошибка, %
	рассчитанное	определенное по номограмме			рассчитанное	определенное по номограмме		
1	1,7953	1,80	—0,0047	0,26	5,2363	5,24	—0,0037	0,07
2	3,5912	3,60	—0,0088	0,25	10,4741	10,48	—0,0059	0,06
3	5,3881	5,39	—0,0019	0,04	15,7152	15,72	—0,0048	0,03
4	7,1866	7,20	—0,0134	0,26	20,9610	21,00	—0,0390	0,19
5	8,9873	8,99	—0,0027	0,03	26,2132	26,22	—0,0068	0,03
10	18,0438	18,04	+0,0038	0,02	52,6278	52,62	—0,0078	0,01

Относительная ошибка при определении времени пробега не превышает 0,26%. Указанная точность справедлива при следующих масштабах шкал номограммы: для $\frac{1}{G_c} = 1$ *сек* — 2,5 *мм*; для $t = 1$ *сек* — 2,5 *см*.

7 Зак. 11

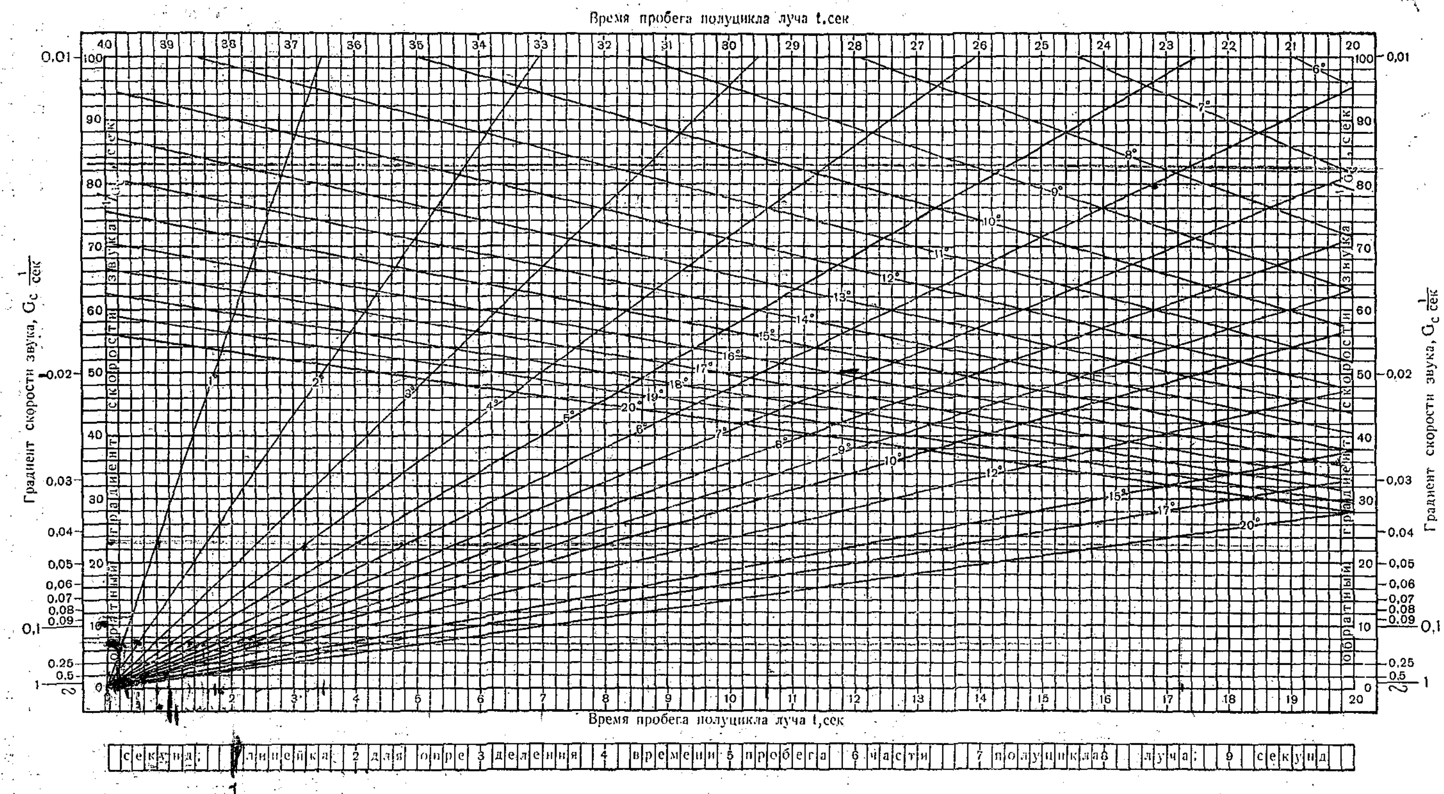

Рис. II-III. Номограмма для определения времени пробега полуцикла звукового луча в слое постоянного градиента скорости звука и линейка для определения времени пробега части полуцикла звукового луча в слое постоянного градиента скорости звука

НОМОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПРОТЯЖЕНИЯ ПОЛУЦИКЛА ЛУЧА В СЛОЕ ПОСТОЯННОГО ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ ЗВУКА

По разработанной схеме номографических вычислений горизонтальное проложение определяется не непосредственно по формуле (4), а через уже определенные по номограммам (приложения II и III) элементы полуциклов луча — среднюю скорость горизонтального пробега $c_{ср.гор}$ и время пробега t.

Таким образом, номографируемое выражение, с учетом размерностей, имеет вид:

$$X = c_{ср.гор}\, t \cdot 10^{-3}. \qquad (10)$$

Номограмма рассчитана и построена при значениях времени пробега 0—40 *сек* с зеркальным преобразованием при 20 *сек*, горизонтального протяжения 0—50 *км* с зеркальным преобразованием при 25 *км*, и средней скорости горизонтального пробега 1420—1550 *м/сек*.

Номограмма (рис. П-IV) представляет семейство изолиний $X = f_5(t)$ при $c_{ср.гор} = \text{const}$.

Координатная сетка разбита таким образом, что соединяет только исходные и искомые значения, как это было бы без учета зеркального преобразования. Необходимо только проявить особое внимание в областях совмещения основных и зеркально-отображенных шкал, — при $t = 16{,}1 \div 17{,}6$ *сек* и $t = 19{,}1 \div 20{,}9$ *сек*.

Порядок определения горизонтального проложения по номограмме

1. Восстановить от оси t перпендикуляр в точке данного значения времени пробега до пересечения с изолинией $c_{ср.гор}$;

2. Из точки пересечения опустить перпендикуляр на ось X и определить значение горизонтального протяжения.

Дополнительные рекомендации. При определении горизонтального протяжения можно увеличивать (уменьшать) масштаб шкалы t в n раз или представлять время пробега в виде суммы $t_1 + t_2$. Искомое значение горизонтального протяжения получается при этом увеличенным (уменьшенным) в n раз или находится в виде суммы $X_1 + X_2$.

Примеры расчета и оценка точности вычислений приведены в табл. 4.

Относительная ошибка определения горизонтального протяжения по номограмме не превышает 0,66%. Указанная точность вычислений справедлива при следующих масштабах шкал: для $t = 1$ *сек* — 2,5 *см*; для $X = 1$ *км* — 1 *см*.

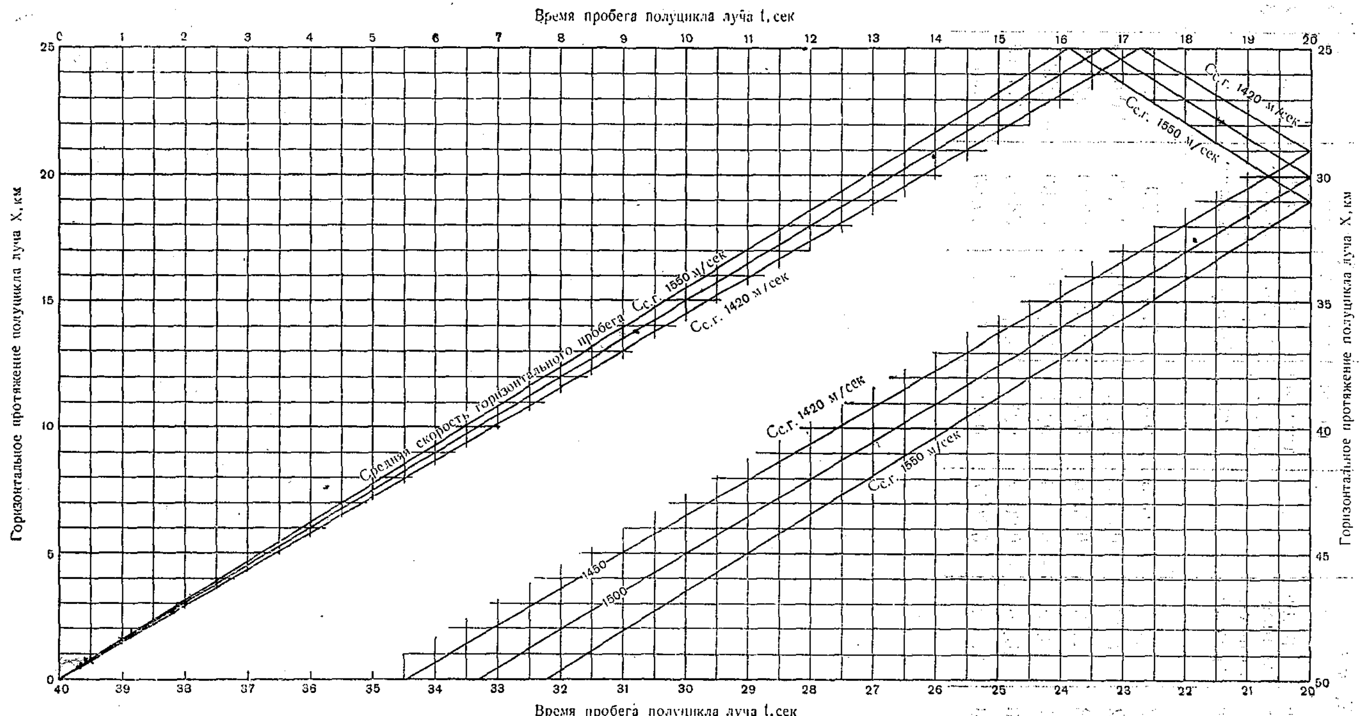

Рис. П-IV. Номограмма для определения горизонтального протяжения полуцикла звукового луча в слое постоянного градиента скорости звука

Таблица 4

Примеры расчета горизонтального протяжения X полуцикла луча при типичном для океана вертикальном распределении скорости звука

θ_0, *град*	Выше оси ПЗК				Ниже оси ПЗК			
	X, *км*		δX	Относительная ошибка, %	X, *км*		δX	Относительная ошибка, %
	рассчитанное по формуле	определенное по номограмме			рассчитанное по формуле	определенное по номограмме		
1	2,6327	2,65	—0,0173	0,66	7,6788	7,0	—0,0212	0,28
2	5,2672	5,30	—0,0328	0,62	15,3625	15,35	+0,0125	0,08
3	7,9048	7,90	—0,0048	0,06	23,0555	23,10	—0,0445	0,19
4	10,5471	10,55	—0,0029	0,03	30,7624	30,80	—0,0376	0,12
5	13,1958	13,20	—0,0042	0,03	33,4881	38,50	—0,0119	0,03
10	26,5953	26,60	—0,0047	0,02	77,5697	77,50	—0,0697	0,09

НОМОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМАХА ПОЛУЦИКЛА ЛУЧА В СЛОЕ ПОСТОЯННОГО ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ ЗВУКА

Расчет размаха полуцикла луча необходим для приближенного построения лучевой картины и для контроля выполнения условия прохождения луча в слое постоянного градиента скорости звука.

Теория акустической рефракции [2] дает возможность получить следующее выражение для размаха полуцикла луча:

$$A = \frac{1}{2} X \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \cdot 10^3. \qquad (11)$$

Из выражения (11) видно, что для определения размаха полуцикла луча необходимо знать горизонтальное протяжение полуцикла луча, вычисляемое по номограмме (приложение IV).

Номограмма (рис. П-V) для вычисления A рассчитана и построена для значений X от 0 до 50 *км*, угла скольжения от 0 до 20° (с интервалом 1°) и A от 0 до 4500 *м*.

При $X = 25$ *км* выполнено зеркальное преобразование.

Номограмма представляет семейство помеченных кривых $A = f_6(X)$ при $\theta_0 = \text{const}$.

Порядок определения размаха полуцикла луча по номограмме

1. Восстановить перпендикуляр от оси X в точке данного горизонтального протяжения до пересечения с изолинией $\theta_0 = \text{const}$ и ориентированной в сторону шкалы X.

2. Из точки пересечения опустить перпендикуляр на ось A и определить значение размаха полуцикла луча.

Дополнительные рекомендации. При определении размаха полуцикла луча масштаб шкалы X можно увеличивать (уменьшать) в n раз или представлять в виде суммы $X_1 + X_2$. Значение A в этих случаях получается увеличенным (уменьшенным) в n раз или находится суммированием $A_1 + A_2$.

В табл. 5 приводятся примеры расчета и дается оценка точности определений по номограмме.

Относительная ошибка вычисления размаха полуцикла луча достигает 4,50%, однако, абсолютная ошибка не превышает 3,5 *м*, т. е. меньше ошибки фиксации положения слоя с данным значением скорости звука. Поэтому точность определения по номограмме можно признать достаточной для проведения гидроакустических расчетов.

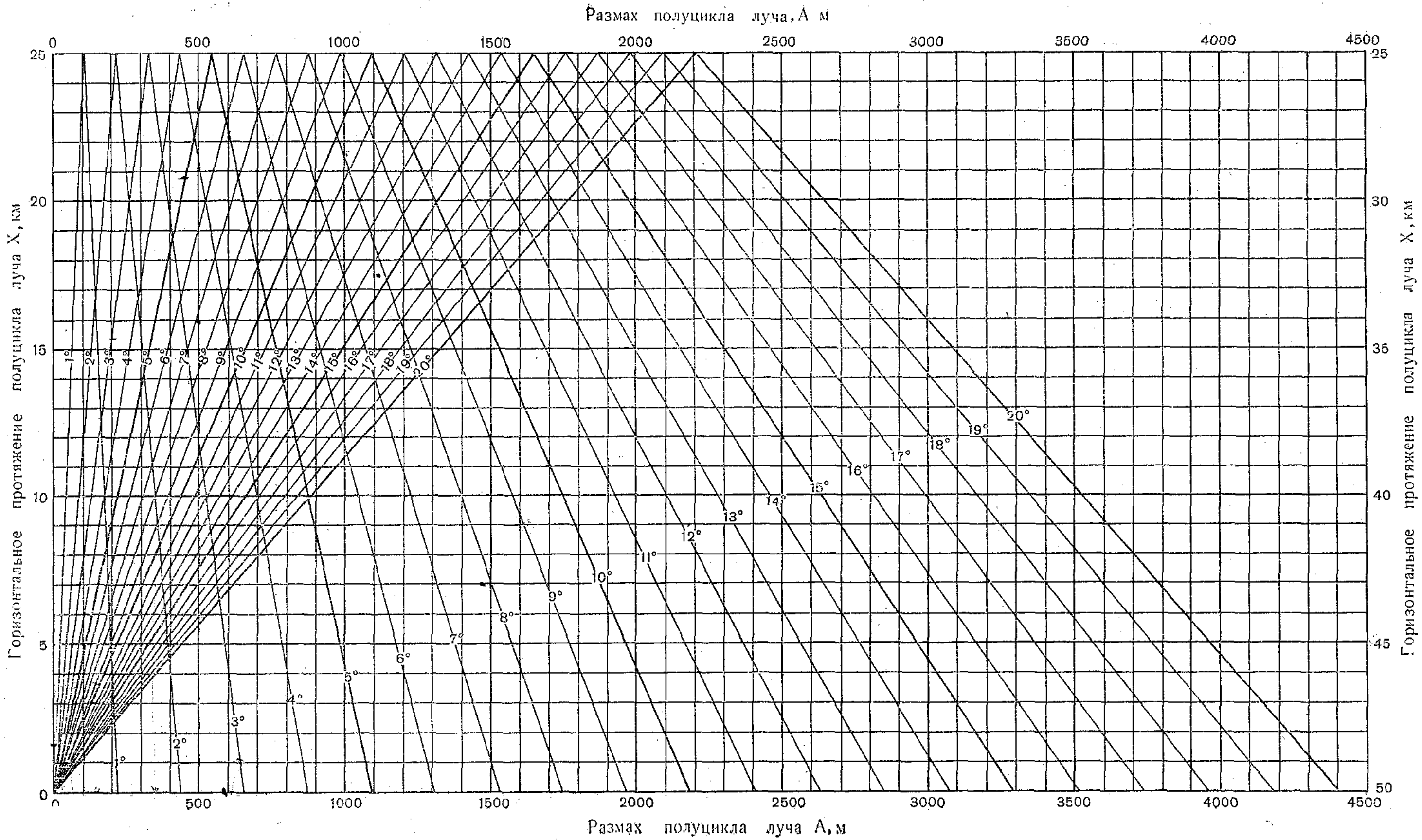

Рис. II-V. Номограмма для определения размаха полуцикла звукового луча в слое постоянного градиента скорости звука

Таблица 5

Примеры расчета размаха полуцикла луча при типичном для океана вертикальном распределении скорости звука

θ_0, *град*	Выше оси ПЗК				Ниже оси ПЗК			
	A, *м*		δA	Относительная ошибка, %	*A*, *м*		δA	Относительная ошибка, %
	рассчитанное по формуле	определенное по номограмме			рассчитанное по формуле	определенное по номограмме		
1	11,49	12	−0,51	4,45	33,51	35	−1,49	4,26
2	45,97	48	−2,03	4,50	134,08	135	−0,92	0,69
3	103,50	107	−3,50	3,37	301,87	305	−3,13	1,04
4	184,16	187	−2,84	1,54	537,13	540	−2,87	0,53
5	288,07	288	+0,07	0,02	840,21	840	+0,21	0,025
10	1163,40	1160	+3,40	0,29	3393,25	3390	+3,25	0,096

Данные о точности определений справедливы при следующих масштабах шкал: для $X = 1$ *км* — 1 *см*; для $A = 100$ *м* — 1 *см*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. Изд-во АН СССР, 1957.
2. Физические основы подводной акустики, перевод с англ. «Советское радио», 1955.
3. Розенберг Л. Д. Об одном новом явлении в гидроакустике. ДАН СССР, 1949, т. 69, № 2.
4. Ивинг М., Ворцель Д. Сверхдальнее распространение звука. Сб. «Распространение звука в океане», перевод с англ. Изд-во иностр. лит., 1951.
5. Бреховских Л. М. О роли акустики в исследовании океана. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 10.
6. Михальцев И. Е. Акустика океана. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, 1967, т. 3, № 1.
7. Иванова М. А. Распределение скорости звука в Северной части Атлантического океана в осенний и весенний сезоны. Труды МГФИ, т. XXVIII, 1963.
8. Андерсон Е. Вертикальное и горизонтальное распределение скорости звука в северо-восточной части Тихого океана. Сб. «Распространение звука в океане», перевод с англ. Изд-во иностр. лит., 1951.
9. Тюряков Б. И. О районировании Северной Атлантики по принципу одинаковости структуры водных масс, Тр. ЛГМИ, вып. 17, 1964.
10. Тюряков Б. И., Захарченко Н. Е. Районирование южной половины Северной Атлантики по принципу одинаковости структуры водных масс. Тр. ЛГМИ, вып. 20. 1965.
11. Пентковский М. В. Номография, Гостехиздат, 1949.
12. Невский Б. А. Справочная книга по номографии, ГИТТЛ, 1951.
13. Соколов Б. Д. Зеркальный треугольник смесей. Ученые записки, МГУ, вып. 28, 1939.

ДРЕЙФ ЛЕДЯНОГО ПОЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ ГРАДИЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ

К. Л. Егоров

Атмосфера и океан, представляя в своем движении взаимосвязанную систему, оказывают влияние друг на друга либо через поверхность раздела вода — атмосфера, либо через дрейфующий ледяной покров. Касательные напряжения, возникающие при этом на нижней и верхней поверхностях ледяного поля, определяются динамикой пограничных слоев в атмосфере и в море. Поэтому задача об определении характеристик дрейфа льда сводится к решению совместной системы уравнений динамики пограничных слоев атмосферы и океана и уравнений движения льда. В такой постановке при заданном вертикальном распределении коэффициентов турбулентности задача рассматривалась многими авторами.

В работе Д. Л. Лайхтмана [5] впервые предложена модель ветрового дрейфа льда, в которой в качестве исходных данных используется только значение геострофического ветра, а коэффициенты турбулентности могут быть определены наряду с другими характеристиками движения атмосферы, океана и дрейфующего ледяного поля. Задача рассмотрена без градиентных течений в океане.

Настоящая работа является развитием [5] на случай дрейфа ледяного поля при наличии градиентного течения, роль которого в общем дрейфе льда за период, больше 10 суток может оказаться значительной (см. например, [2]).

Согласно [1 и 5], уравнения, описывающие динамику пограничных слоев в атмосфере и в океане, а также граничные условия имеют следующий вид:

$$\frac{d}{dz_i} k_i \frac{du_i}{dz_i} + \lambda (v_i - V_i) = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{d}{dz_i} k_i \frac{dv_i}{dz_i} - \lambda (u_i - U_i) = 0, \qquad (2)$$

$$k_i \left[\left(\frac{du_i}{dz_i} \right)^2 + \left(\frac{dv_i}{dz_i} \right)^2 - \frac{g}{\theta_i} \frac{d\theta_i}{dz_i} \right] - c \frac{b_i^2}{k_i} + a_b \frac{d}{dz_i} k_i \frac{db_i}{dz_i} = 0, \qquad (3)$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&k_i = l_i \sqrt{b_i}\,; \quad l_i = -2\varkappa \cdot c^{1/4} \frac{\psi_i}{d\psi_i/dz_i}\,, \\
&\psi_i = \left(\frac{du_i}{dz_i}\right)^2 + \left(\frac{dv_i}{dz_i}\right)^2 - \frac{g}{\theta_i}\frac{d\theta_i}{dz_i} \\
&k_i \frac{1}{\theta_i}\frac{d\theta_i}{dz_i} = S_i = \text{const}.
\end{aligned}
\right\} \tag{4}
$$

Здесь z_i — вертикальная координата, направленная в атмосфере вверх, в океане — вниз, соответственно от верхней и нижней поверхностей невозмущенного ледяного покрова; u_i и v_i — горизонтальные составляющие средней скорости движения в пограничных слоях; k_i — коэффициенты турбулентной вязкости; U_i и V_i — составляющие геострофического ветра ($i=1$) в свободной атмосфере и градиентного течения ($i=2$) в океане; θ_i — потенциальная температура в атмосфере ($i=1$) или плотность для воды ($i=2$); b_i и l_i — средние значения кинетической энергии и пространственного масштаба пульсаций; $\lambda = 2\omega_z$ — параметр Кориолиса; $\varkappa = 0{,}4$ — постоянная Кармана; a_b и c — безразмерные константы ($a_b = 0{,}73$, $c \approx 0{,}46 \cdot 10^{-1}$).

Граничные условия:

$$
u_i|_{z_i=\infty} = U_i\,; \quad v_i|_{z_i=\infty} = V_i\,, \tag{5}
$$

$$
u_1|_{z_1=z_{01}} = u_2|_{z_2=z_{02}} = u_0\,; \quad v_1|_{z_1=z_{01}} = v_2|_{z_2=z_{02}} = v_0\,, \tag{6}
$$

$$
b_{z_i=z_{0i}} = c^{-1/2} \cdot v_{*i}^2\,, \tag{7}
$$

где

$$
v_{*i}^2 = \lim_{z \to z_0} k_i \sqrt{\left(\frac{du_i}{dz_i}\right)^2 + \left(\frac{dv_i}{dz_i}\right)^2}\,, \tag{8}
$$

$$
b|_{z_i=\infty} = \begin{cases} 0 & \text{при } q \leqslant 0, \\ \varkappa^{2/3} \cdot c^{-1/3} \left(\dfrac{2}{3} - \dfrac{\varkappa^2 \cdot a_b}{c^{1/2}}\right)^{-2/3} \left(\dfrac{g}{T}\dfrac{q}{c_p \cdot \rho} z\right)^{2/3}, & \text{при } q > 0 \end{cases} \tag{9}
$$

где u_0, v_0 — составляющие скорости дрейфа льда, z_0 — шероховатость подстилающей поверхности.

Уравнения движения льда:

$$
-m\lambda u_0 + k_1\rho_1 \frac{dv_1}{dz_1} + k_2\rho_2 \frac{dv_2}{dz_2} - gm\frac{\partial \xi}{\partial y} = 0; \tag{10}
$$

$$
m\lambda v_0 + k_1\rho_1 \frac{du_1}{dz_1} + k_2\rho_2 \frac{du_2}{\partial z_2} - gm\frac{\partial \xi}{\partial x} = 0. \tag{11}
$$

Здесь ξ — отклонение поверхности льда от невозмущенного положения $z_1 = 0$, m — масса льда на единицу поверхности ($m = \rho_0 h_0$).

Интегрируя теперь уравнение статики для моря

$$\frac{\partial p_2}{\partial z_2}=\rho_2 g \tag{12}$$

в пределах от $-\xi$ до z_2 и затем дифференцируя полученное выражение по x ($x_1=x$; $x_2=y$), получим (пренебрегая при этом слагаемыми $\frac{\partial p_a}{\partial x_i}$, где p_a — атмосферное давление):

$$\frac{\partial p_2}{\partial x_i}=\rho_2 g\frac{\partial \xi}{\partial x_i}+g\int\limits_{-\xi}^{z_2}\frac{\partial \rho_2}{\partial x_i}dz_2 . \tag{13}$$

Полагая в этом выражении $z_2=-\xi$, получим следующие соотношения для составляющих наклона уровня моря и градиентного течения на границе лед — вода:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial \xi}{\partial x}&=\frac{\lambda}{g}V_2 ,\\ \frac{\partial \xi}{\partial y}&=-\frac{\lambda}{g}U_2 .\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

С учетом (14) уравнения движения льда (10)—(11) можно переписать в виде:

$$-m\lambda(u_0-U_2)+k_1\rho_1\frac{dv_1}{dz_1}+k_2\rho_2\frac{\partial v_2}{dz_2}=0, \tag{10'}$$

$$m\lambda(v_0-V_2)+k_1\rho_1\frac{du_1}{dz_1}+k_2\rho_2\frac{du_2}{dz_2}=0. \tag{11'}$$

Решение системы уравнений, описывающих состояние пограничного слоя в предположении постоянства в его пределах геострофического ветра, приведено в [1] и выражается в виде набора универсальных функций переменной

$$z_n=\frac{\lambda z_i}{\varkappa\cdot v_{*i}^2}, \tag{15}$$

зависящих от параметра стратификации

$$\mu_i=-\varkappa^2\frac{g\cdot S_i}{\lambda\cdot v_{*i}^2}, \tag{16}$$

а именно:

$$\eta_n=H_\mu(z_n);\quad \sigma_n=\Sigma_\mu(z_n);\quad k_n=K_\mu(z_n), \tag{17}$$

где:

$$\left.\begin{aligned}&\eta_n=k_n\frac{du_n}{dz_n};\quad \sigma_n=k_n\frac{dv_n}{az_n};\quad k_n=\frac{k_i\lambda}{\varkappa^2 v_{*i}^2};\\ &u_n=\frac{\varkappa}{v_{*i}}u_i;\quad v_n=\frac{\varkappa}{v_{*i}}v_i;\quad \eta_n|_{z\to z_0}=1;\quad \sigma_u|_{z\to z_0}=0.\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

При этом все переменные выражены в системе координат, ось OX которой направлена по направлению касательного напряжения на подстилающей поверхности.

В работе [5] автор показал возможность использования указанных функций для определения чисто ветрового дрейфа льда, записывая уравнения движения для каждого пограничного слоя в соответствующий системе координат на границах лед — атмосфера и лед — вода. Аналогично, используя (1), (2), (10′), (11′) и условия (5), (6) можно получить следующую систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= G_1 \sin\alpha - \frac{v_{*1}}{\varkappa}\eta'_{01}, &(19)\\ u_0 &= G_1 \cos\alpha + \frac{v_{*1}}{\varkappa}\sigma'_{01}, &(20)\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} \tilde{u}_0 - \tilde{V}_2 &= -\frac{v_{*2}}{\varkappa}\eta'_{02}, &(21)\\ \tilde{u}_0 - \tilde{U}_2 &= \frac{v_{*2}}{\varkappa}\sigma'_{02} &(22)\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} m\lambda(\tilde{v}_0 - \tilde{V}) + \tilde{\rho} v_{*2}^2 + \rho v_{*1}^2 \cos\beta &= 0, &(23)\\ -m\lambda(\tilde{u}_0 - \tilde{U}_2) - \rho v_{*1}^2 \sin\beta &= 0, &(24)\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} u_0 &= \tilde{u}_0 \cos\beta - \tilde{v}_0 \sin\beta, &(25)\\ v_0 &= \tilde{v}_0 \cos\beta + \tilde{u}_0 \sin\beta. &(26)\end{aligned}\right\}$$

К этим уравнениям добавим еще два уравнения, позволяющие связать ветер над поверхностью льда с геострофическим ветром, вытекающие из уравнений (1)—(2):

$$\left.\begin{aligned} V_z \sin\gamma &= G_1 \sin\alpha - \frac{v_*}{\varkappa}\eta'_z, &(27)\\ V_z \cos\gamma &= G_1 \cos\alpha + \frac{v_*}{\varkappa}\sigma'_z. &(28)\end{aligned}\right\}$$

u_0, v_0 — в системе координат $X_1Y_1Z_1$; $\tilde{u}_0$, $\tilde{v}_0$, $\tilde{U}$, V — в системе координат $X_2Y_2Z_2$.

$$\eta'_0 = \left.\frac{d\eta_n}{dz_n}\right|_{z_n = z_0}; \quad \sigma'_0 = \left.\frac{d\sigma_u}{dz_n}\right|_{z_n = z_0} \text{ — известные функции,}$$

$$G_1 = \sqrt{U_1^2 + V_1^2}. \qquad (29)$$

где z_0 — высота шероховатости подстилающей поверхности, α — угол между направлением геострофического ветра и направлением касательного напряжения на поверхности лед — воздух, β — угол между направлением касательного напряжения на границе лед — вода и направлением касательного напряжения на границе лед — воздух, γ — угол между направлением ветра на высоте z и направлением касательного напряжения. Эта система из десяти уравнений позволяет найти 10 неизвестных: u_0, v_0, $\tilde{u}_0$, $\tilde{v}_0$, v_{*1}, v_{*2}, V_z, α, β, γ.

Система уравнений (19)—(26) без учета градиентных течений была рассмотрена в работе [5], в которой получены зависимости характеристик дрейфа от внешних параметров (z_{0i}, G_1). При анализе дрейфа дрейфующих станций удобнее пользоваться (и точнее) данными ветра на высоте метеобудки, а не геострофическим ветром. Необходимая связь между ними получается из уравнений (27)—(28), добавление которых к системе трансцендентных уравнений (19)—(26) не создает дополнительных трудностей, так как они содержат только две неизвестные V_z и γ, остальные же определяются из системы (19)—(26).

Номограммы, которые можно построить на основании решения системы уравнений (19—(28) для чисто ветрового дрейфа (т. е. без учета градиентных течений), позволили бы оперативно определить дрейф льда при известных внешних параметрах (μ_i, G_1, m, λ). Наличие же в уравнениях составляющих градиентного течения привело бы к необходимости заново решать всю систему уравнений для каждого конкретного случая.

Рассмотрим возможность выделения градиентного течения из общего дрейфа льда.

Обозначая

$$\tilde{v}_0 - \tilde{V}_2 = \tilde{v}'_0; \quad \tilde{u}_0 - \tilde{U}_2 = \tilde{u}'_0 \tag{30}$$

и вводя вместо уравнений (25)—(26) им аналогичные:

$$u'_0 = \tilde{u}'_0 \cos\beta - \tilde{v}'_0 \sin\beta, \tag{25'}$$

$$v'_0 = \tilde{v}'_0 \cos\beta + \tilde{u}'_0 \sin\beta, \tag{26'}$$

можно заметить, что система уравнений (19)—(24), (27)—(28) и (25′)—(26′) отличается от системы уравнений для чисто ветрового дрейфа только уравнениями (19)—(20), в которых вместо u'_0, u'_0 стоят слагаемые

$$u_0 = u'_0 + U_2; \quad v_0 = v'_0 + V_2, \tag{31}$$

где U_2 и V_2 — составляющие скорости градиентного течения в надледной системе координат.

Проследим алгоритм решения выписанной выше системы уравнений: задавая v_{*2}, что, согласно (21) и (22), означает задание составляющих скоростей $\tilde{u}'_0$ и $\tilde{v}'_0$, (а значит и $|\vec{V}'_0|$), из уравнений (23) и (24) определяем угол β и необходимое при данной величине $|\vec{V}'_0|$ значение скорости трения v_{*1} на границе лед — воздух; далее значения u'_0 и v'_0, полученные из уравнений (25′) и (26′) и значение v_* подставляем в уравнения (19)—(20) для определения необходимого значения геострофического ветра G и угла α. Но в этих уравнениях (19)—(20) u_0 и v_0 на один — два порядка меньше других слагаемых и, следовательно, геострофический ветер в основном определяется значением скорости трения v_{*1} и величин η'_{01} и σ'_{01}, которые соответствуют заданной величине $|\vec{V}'_0|$. Поэтому наличие дополнительного слагаемого, равного скорости течения, в левых частях уравнений (19)—(20) почти не отразится на результатах зависимости $|V_0| = V_0(G_1)$.

Результаты расчета с учетом градиентных течений показали, что даже при величине скорости градиентного течения, равной скорости чисто ветрового дрейфа льда $G_2 = V_0$, зависимости $V_0 = V_0(G_1)$ в случае подстановки в уравнения (19)—(20) значений u_0, v_0 и u_0', v_0' отличаются друг от друга не более чем на 3%, при этом угол между направлениями дрейфа и ветра изменяется на $5 \div 8°$, что лежит в пределах ошибки измерения этого угла.

Следовательно, с указанной выше точностью можно считать, что u_0' и v_0' есть составляющие скорости чисто ветрового дрейфа.

Все это говорит о том, что величина касательного напряжения на границе лед — вода является в основном функцией ветра и почти не зависит от того, какова скорость дрейфа льда (если, конечно, $G_2 \ll G_1$).

Следует отметить, что при отсутствии в уравнениях движения льда (10)—(11) [(23)—(24)] слагаемых, учитывающих наклон поверхности моря, отличие зависимостей $V_0(G_1)$ при чисто ветровом дрейфе и дрейфе с учетом градиентного течения увеличивается и может достигать 20%.

Соотношения (31), как легко показать, имеют такой же вид в любой системе координат, и, в частности, в фиксированной системе, в которой ось OX направлена по параллели, а ось XY — по меридиану.

При расчете использование выражений (31) может вносить погрешности, связанные с тем, что скорость течения может быть на порядок меньше скорости ветрового дрейфа. Поэтому для увеличения точности расчета следует использовать выражения (31) для разделения общего пути дрейфа на чисто ветровой дрейф и градиентный, а именно: умножая выражения (31) на промежуток времени, соответствующий постоянной скорости ветрового дрейфа и суммируя по нескольким таким промежуткам, получим:

$$\sum_k \Delta t_k \cdot u_{0k} = \sum_k \Delta t_k \cdot u_{0k}' + \sum_k \Delta t_k \cdot U_{2k}, \tag{32}$$

$$\sum_k \Delta t_k \cdot v_{0k} = \sum_k \Delta t_k \cdot v_{0k}' + \sum_k \Delta t_k \cdot V_{2k}, \tag{33}$$

или

$$\left. \begin{aligned} S_x &= S_{\text{в}\,x} + S_{\text{т}\,x}, \\ S_y &= S_{\text{в}\,y} + S_{\text{т}\,y}, \end{aligned} \right\} \tag{32'}$$

$$\vec{S} = \vec{S}_\text{в} + \vec{S}_\text{т}, \tag{33'}$$

где $\vec{S}$ — вектор полного дрейфа, $\vec{S}_\text{в}$ — вектор чисто ветрового дрейфа, $\vec{S}_\text{т}$ — вектор течения.

Таким образом, соотношения (32) или (33) могут быть использованы для определения либо градиентного течения по известному полному дрейфу, либо для определения полного дрейфа по известному градиентному течению. Полагая, что за промежуток времени $T = \sum_k \Delta t_k$ течение не меняется, получаем:

$$\begin{aligned} U_1 &= \frac{S_x - S_{\text{в}\,x}}{T}, \\ V_1 &= \frac{S_y - S_{\text{в}\,y}}{T}. \end{aligned} \tag{34}$$

Выражения (32), (33) написаны в предположении квазистационарности дрейфа льда. Такое предположение можно сделать, так как значительные изменения ветра редко наблюдаются в течение одних суток, в то время как установление дрейфа происходит, согласно, например, [4] и наблюдениям, в течение двух—трех часов. Следовательно, выбирая $\Delta t > 10$ *ч*, мы в значительной степени исключаем эффект нестационарности. Но в то же время, нельзя производить осреднение ветра за большой промежуток времени, если в течение этого промежутка происходили хотя и медленные, но значительные изменения ветра, так как, согласно результатам [5], зависимости V_0 и φ от скорости ветра — нелинейные.

Используя схему расчета чисто ветрового дрейфа и выражения (34), был проведен анализ дрейфа станции «СП-4» за время с 5/VIII по 5/IX 1954 г., когда наблюдался свободный дрейф льдины как одиночного ледяного поля. На основе этого анализа получено среднее на этом участке дрейфа градиентное течение, значение которого приведено в таблице (№ 4). Расчет производился для 78° с. ш. при нейтральной стратификации; при этом шероховатость для атмосферного пограничного слоя принималась как шероховатость снежной поверхности, равная по [6] $z_{01} = 0{,}5$ *см*, а для поверхности лед — вода, согласно [7], $z_{02} = 2$ *см*. Толщина льдины, на которой располагалась станция «СП-4» примерно равна 3,5 *м*.

Таблица 1

№ п/п	Скорость течения, *см/сек*	Направление течения
1	3,7	30°
2	4,6	34°
3	3,8	15°
4	2,25	35°

Полученное в данной работе градиентное течение отличается по величине от значений течения (также приведенных в таблице (№ 1, 2, 3)), полученных на этом же участке дрейфа в работе [3] по трем различным методам, предложенным Нансеном (№ 1), Ватанабэ (№ 2) и Гудковичем (№ 3). Это отличие объясняется тем, что все три метода основаны на предположении линейной зависимости скорости дрейфа льда от скорости ветра. Следовательно, все три метода, по существу, основаны на предположении Нансена: если при отсутствии течения ветер за некоторый промежуток времени совершает замкнутый путь, то суммарный дрейф ледяного поля равен нулю. В действительности же, указанная выше зависимость нелинейная, как это следует из результатов работы [5], поэтому такой вывод несправедлив и должен давать другой результат.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобылева И. М., Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л. Турбулентный режим в термически-стратифицированном планетарном слое атмосферы. Международный коллоквиум по микроструктуре атмосферы и влиянию турбулентности на распространение радиоволн. «Наука», 1965.
2. Гудкович З. М. Об основных закономерностях дрейфа льдов в Центральном полярном бассейне. Материалы конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана». Вып. 3—4. Гидрометеоиздат, 1961.
3. Гудкович З. М. Корреляционный метод обработки данных наблюдений за дрейфом льда. «Проблемы Арктики», № 21, 1967.
4. Зиновьева М. М., Белик Т. А. К вопросу о ветровом дрейфе льдов. Тр. ААНИИ и ГГО, т. 226, 1959.

5. Лайхтман Д. Л. Нелинейная теория ветрового дрейфа льдов. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, № 9, 1968.
6. Монин А. С., Обухов А. М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. Труды Геофизического института, № 24 (151), 1954.
7. Untersteiner N., F. Badgley. The roughness parameters of sea ice. J. Geophys. Res., 70, 1965.

О ВОЗМОЖНОСТИ АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ О ВЕТРОВЫХ НАГОНАХ

А. С. Балуева, В. Н. Веретенников

Задача о ветровых нагонах — одна из интереснейших задач океанологии — рассматривалась в различных постановках многими исследователями.

Данная статья является второй попыткой авторов применить методы газовой динамики к аналитическому решению задачи. Как и в работе [1], рассматривается узкий длинный бассейн, так что течение можно считать одноразмерным. В виде примера был рассмотрен штормовой нагон в Финском заливе во время наводнения 15/X 1955 г. И в первой и во второй работе дифференциальные уравнения линеаризируются в той части, которая отвечает силам инерции и тяжести, т. е. содержит производные искомых функций. В той части, которая содержит силы, определяющие ветровой нагон и трение о дно, уравнения упрощаются без линеаризации.

Отличием является учет стационарной слагаемой скорости потока $u_0(x)$, т. е.

$$u(x, t) = u_0(x) + v(x, t),$$

где $v(x, t)$ — мала.

Очевидно, существует ряд задач, где скорость можно считать малой

$$u(x, t) = v(x, t),$$

как в [1], но учет $u_0(x)$, безусловно, расширяет границы применения теории.

Укажем, что результаты [1], полученные как частный случай, мы будем приводить в других обозначениях, удобных в данной постановке.

Дифференциальные уравнения одноразмерного движения на мелководье описывают задачу о ветровых нагонах, если в правой части учесть силы трения [2]:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + g\frac{\partial \xi}{\partial x} = \varphi; \\ &\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uF) = 0; \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$$\varphi = \frac{1}{H_0}(k_2 |w| w - k_1 u |u|) + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p_a}{\partial x},$$

где t — время; u — скорость движения жидкости; F — площадь поперечного сечения водного бассейна; ξ — превышение уровня над невозмущенным состоянием; H_0 — средняя глубина сечения; w — скорость ветра; ρ — плотность; p_a — атмосферное давление; k_1 и k_2 эмпирические коэффициенты.

Функция φ принята такой же как и в [1].

Ось координат Ox располагается вдоль основного направления течения на свободной невозмущенной поверхности.

Для того чтобы система (1) была замкнута, необходимо задать зависимость между F и ξ. Эта зависимость, как и в [1], принята в виде

$$F = F_0(x) + b_0(x)\xi(x,t). \tag{2}$$

Кроме того, определим скорость потока u, как сумму

$$u(x,t) = u_0(x) + v(x,t). \tag{3}$$

Будем предполагать, что ξ и v малы вместе со своими производными. Подставим (2) и (3) в систему (1) и приведем преобразования, пренебрегая квадратами и произведениями малых величин

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial v}{\partial t} + u_0 \frac{\partial v}{\partial x} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} = f_1, \\ &\frac{\partial \xi}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{F_0}{b_0}\frac{\partial v}{\partial x} = f_2, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

где

$$f_1 = \varphi - u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} - v \frac{\partial u_0}{\partial x},$$

$$f_2 = \frac{1}{b_0}\left[-\frac{\partial}{\partial x}(u_0 F_0) - v \frac{\partial F_0}{\partial x} - \xi \frac{\partial}{\partial x}(b_0 u_0)\right].$$

В частном случае $u_0 = 0$, получим

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial v}{\partial t} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} = \varphi, \\ &\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{F_0}{b_0}\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{v}{b_0}\frac{\partial F_0}{\partial x}. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Если сделать замену переменных

$$\left.\begin{aligned} &v_1 = v - \int_0^t f_1 dt, \\ &\xi_1 = \xi - \int_0^t f_2 dt, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

то системы (4) и (5) примут вид:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial v_1}{\partial t}+u_0\frac{\partial v_1}{\partial x}+g\frac{\partial \xi_1}{\partial x}=0,\\ \frac{\partial \xi_1}{\partial t}+u_0\frac{\partial \xi_1}{\partial x}+\frac{F_0}{b_0}\frac{\partial v_1}{\partial x}=0;\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial v_1}{\partial t}+g\frac{\partial \xi_1}{\partial x}=0,\\ \frac{\partial \xi_1}{\partial t}+\frac{F_0}{b_0}\frac{\partial v_1}{\partial x}=0.\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Замена (6) возможна, если f_1 и f_2 являются функциями времени. Заметим, что можно использовать указанное преобразование, считая функции f_1 и f_2 средними по x.

Рассмотрим характеристики системы (7) и условия на них:

$$\frac{dx}{dt}=u_0\pm\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}, \tag{9}$$

$$dv_1\pm\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}\,d\xi_1=0. \tag{10}$$

Очевидно, что в случае $u_0=0$ упрощается соотношение (9). Так как соотношение (9) интегрируется, то можно ввести характеристические переменные:

$$\int_0^x\frac{dx}{u_0+\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}-t=2\alpha; \tag{11}$$

$$-\int_0^x\frac{dx}{u_0-\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}+t=2\beta \tag{12}$$

или при $u_0=0$

$$\left.\begin{aligned}\int_0^x\sqrt{\frac{b_0}{gF_0}}\,dx-t=2\alpha,\\ \int_0^x\sqrt{\frac{b_0}{gF_0}}\,dx+t=2\beta.\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

В новых переменных системы (7) и (8) будут сведены к одному и тому же виду.

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial v_1}{\partial\beta}+\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}\frac{d\xi_1}{d\beta}=0,\\ \frac{\partial v_1}{\partial\alpha}-\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}\frac{d\xi_1}{d\beta}=0,\end{aligned}\right\}\tag{14}$$

и система (4) сведется к

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial\beta}+\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}\frac{\partial\xi}{\partial\beta}=\varphi_1,\\ \frac{\partial v}{\partial\alpha}-\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}\frac{\partial\xi}{\partial\alpha}=\varphi_2,\end{aligned}\right\}\tag{15}$$

где

$$\varphi_1=\frac{u_0-\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}{\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}\left(f_1+\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}f_2\right),$$

$$\varphi_2=-\frac{u_0+\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}{\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}\left(f_1-\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}f_2\right).$$

Рассмотрим системы (14) и (15) и сведем к одному уравнению:

$$\frac{\partial\xi_1}{\partial\alpha\,\partial\beta}+\frac{v'(z)}{2v(z)}\left(\frac{\partial\xi_1}{\partial\alpha}+\frac{\partial\xi_1}{\partial\beta}\right)=0,\tag{16}$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial\alpha\,\partial\beta}+\frac{v'(z)}{2v(z)}\left(\frac{\partial\xi}{\partial\alpha}+\frac{\partial\xi}{\partial\beta}\right)=\psi(\alpha,\ \beta),\tag{17}$$

$$\sqrt{\frac{gb_0}{F_0}}=v(z),\tag{18}$$

$$z=\alpha+\beta=\int\limits_0^x\frac{\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}{\frac{gF_0}{b_0}-u_0^2}\,dx,\tag{19}$$

$$\psi(\alpha,\ \beta)=\frac{\partial\varphi_1}{\partial\alpha}-\frac{\partial\varphi_2}{\partial\beta}.$$

Уравнение (16) интегрируется, если

$$\frac{v'(z)}{2v(z)}=\frac{n}{z}, \tag{20}$$

так как в этом случае уравнение (16) является уравнением Дарбу[3]. Условие (20) эквивалентно, как легко убедиться, условию

$$\int_0^x \frac{\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}{\frac{gF_0}{b_0}-u_0^2}\,dx=A^{\frac{1}{2n}}\left(\frac{gb_0}{F_0}\right)^{\frac{1}{4n}}-C. \tag{21}$$

где A и C постоянные, которые следует подобрать по расчетным данным. Если при этом замену переменных вместо (11), (12) принять в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\int_0^x \frac{dx}{u_0+\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}-t=2\alpha+C,\\ &-\int_0^x \frac{dx}{u_0-\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}+t=2\beta+C, \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

то уравнения (16) и (17) примут вид:

$$\frac{\partial\xi_1}{\partial\alpha\partial\beta}+\frac{n}{\beta+\alpha}\left(\frac{\partial\xi_1}{\partial\alpha}+\frac{\partial\xi_1}{\partial\beta}\right)=0, \tag{23}$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial\alpha\partial\beta}+\frac{n}{\beta+\alpha}\left(\frac{\partial\xi}{\partial\alpha}+\frac{\partial\xi}{\partial\beta}\right)=\psi(\alpha,\ \beta). \tag{24}$$

В случае $n=1$ решениями уравнений (23) и (24) являются

$$\xi_1=\frac{F_1(\alpha)+F_2(\beta)}{\alpha+\beta}, \tag{25}$$

$$\xi=\frac{F_1(\alpha)+F_2(\beta)}{\alpha+\beta}+\frac{1}{\beta+\alpha}\int_{\alpha_0}^{\alpha}\left[\int_{\beta_0}^{\beta}(\beta+\alpha)\psi(\alpha,\ \beta)\,d\beta\right]d\alpha. \tag{26}$$

Оба решения получаются с помощью замены функции $\xi(\alpha+\beta)=w$ сведением к волновому уравнению. $F_1(\alpha)$ и $F_2(\beta)$ — произвольные функции своих аргументов, определяемые из граничных условий задачи. Решения (25) и (26) являются общими решениями.

В случае любого n решение уравнения имеет вид:

$$\xi_1 = \frac{\partial^{2n-2}}{\partial \xi^{n-1}\, \partial \eta^{n-1}} \left[\frac{F_1(\alpha) + F_2(\beta)}{\alpha + \beta} \right]. \tag{27}$$

Для окончательного решения задачи, кроме выражения для ξ, следует из систем (14) или (15) найти значение v.

Заметим, что в переменных α, β окончательные выражения для ξ и v одинаковы и при $u_0 \neq 0$ и при $u_0 = 0$; отличие сказывается в формулах для замены переменных и при решении граничных задач.

Рассмотрим, как пример использования полученных общих решений, часто встречающуюся в практике граничную задачу — распространение прямой волны повышения уровня. Пусть в водном бассейне с начальным установившемся режимом:

$$\xi\big|_{t=0} = \psi_1(x); \qquad v\big|_{t=0} = \psi_2(x)$$

распространяется волна повышения уровня, определяемая граничным условием:

$$\xi\big|_{x=0} = \psi_3(t).$$

Область, в которой следует искать решение, располагается в первой четверти плоскости $x0t$ ($x \geqslant 0$, $t \geqslant 0$) и разбивается характеристикой

$$t = \int\limits_0^x \frac{dx}{u_0 + \sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}} \tag{28}$$

на две части. Первая — между осью $0x$ и характеристикой и вторая — между характеристикой и осью $0t$. Будем искать решение, т. е. вид функции $F_1(\alpha)$ и $F_2(\beta)$ в этих областях и для простоты обозначим решение индексом (1).

Используем решение

$$\left.\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{F_1(\alpha) + F_2(\beta)}{\alpha + \beta}, \\ v_1 &= A\left\{(\alpha+\beta)\left[F_1(\alpha) - F_2(\beta)\right] - 2\left[\int\limits_{C/2}^{\alpha} F_1(\alpha)\, d\alpha - \int\limits_{C/2}^{\beta} F_2(\beta)\, d\beta\right]\right\} \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

В области (1) подстановка граничных условий в решение приведет к системе:

$$\psi_1(x) = \frac{F_1\left(\frac{m(x)+C}{2}\right) + F_2\left(\frac{-n+C}{2}\right)}{\frac{m-n}{2}},$$

$$\psi_2(x)=A\left\{\left(\frac{m-n}{2}+C\right)\left[F_1\left(\frac{m+C}{2}\right)-F_2\left(\frac{-n+C}{2}\right)\right]-\right.$$

$$\left.-2\left[\int\limits_{C/2}^{\frac{m-C}{2}}F_1(\alpha)\,d\alpha-\int\limits_{C/2}^{\frac{-n+C}{2}}F_2(\beta)\,d\beta\right]\right\},$$

где

$$m(x)=\int\limits_0^x\frac{dx}{u_0+\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}},\qquad n(x)=\int\limits_0^x\frac{dx}{u_0-\sqrt{\frac{gF_0}{b_0}}}.$$

Откуда, проводя простые преобразования и исключая F_2, получим

$$\left.\begin{aligned}&F_1'\left(\frac{m+C}{2}\right)\frac{m'}{2}=\frac{\psi_2^2(x)}{A\left(\frac{m-n}{2}+C\right)}+\psi_1'(x)\left(\frac{m-n}{2}+C\right)=N(x),\\&F_1\left(\frac{m-C}{2}\right)=\int\limits_0^x N(x)\,dx=M(x),\\&F_2\left(\frac{-n+C}{2}\right)=\psi_1(x)\left(\frac{m-n}{2}+C\right)-M(x).\end{aligned}\right\}\quad(30)$$

Обозначая

$$\frac{m+C}{2}=z_1,\qquad \frac{-n+C}{2}=z_2,$$

получим:

$$F_1(z_1)=M_1(x),\qquad F_2(z_2)=M_2(x),$$

так как z_1 и z_2 являются функциями x, то можно найти обратные функции $x(z_1)$ и $x(z_2)$:

$$F_1(z_1)=M_1[x(z_1)]=\overline{M}_1(z_1),\qquad(31)$$

$$F_2(z_2)=M_2[x(z_2)]=\overline{M}_2(z_2),\qquad(32)$$

Следовательно,

$$F_1^{(1)}(\alpha)=\overline{M}_1(\alpha)\quad\text{и}\quad F_2^{(1)}(\beta)=\overline{M}_2(\beta).$$

Решение в области (1) получим, подставив значение $F_1^{(1)}(\alpha)$ и $F_2^{(1)}(\beta)$ в формулы (29). В области (2) $F_2^{(2)}(\beta)=F_2^{(1)}(\beta)=\overline{M}_2(\beta)$ по правилу характеристик $F_1^{(2)}(\alpha)$ получим, используя граничное условие:

$$\psi_3(t)=\frac{F_1(-t)+\overline{M}_2(t)}{C},$$

$$F_1(-t) = C\psi_3(t) - M_2(t),$$

$$F_1^{(2)}(\alpha) = C\psi_3(-\alpha) - \overline{M}_2(-\alpha).$$

Таким образом, решение граничной задачи оказывается несложным.

Студентом III курса А. Кругловым была предпринята попытка расчета по указанной теории при $u_0 = 0$. В обозначениях [1] им было показано, что подбор постоянных проводится достаточно просто. В работе А. Круглова использованы данные ГОИНа по штормовому нагону, имевшему место в Финском заливе 15/X 1955 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балуева А. С., Веретенников В. Н. К вопросу о ветровых нагонах. Тр. ЛГМИ, вып. 32, 1970.
2. Вольцингер Н. Е., Симуни Л. И. Численное интегрирование уравнений мелкой воды для прогноза невских наводнений. Тр. ГОИН, вып. 74, 1963.
3. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики, т. 1 и 2, Гостехиздат, 1951.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ С САМОЛЕТА СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ НА ВЕРТИКАЛИ

Ю. Д. Шариков

Получение данных о величине переноса водных масс в тех или иных районах моря в ряде случаев представляет определенный интерес. Однако измерение переноса на практике сложно и трудоемко. Основная трудность заключается в необходимости быстрого получения средней скорсти течения на отдельных вертикалях вдоль какого-либо профиля. Значительно облегчает решение этого вопроса способ, предложенный в статье [2], сущность которого сводится к следующему.

В море в заданной точке наблюдения на каком-либо створе с катера отпускается поплавок-интегратор, который вначале погружается до дна, а затем сразу же после касания дна и отцепления от него груза начинает всплывать на поверхность моря. Моменты начала погружения и появления поплавка-интегратора на поверхности фиксируются с катера. Одновременно с этим с помощью радиогеодезии определяются и положения катера в моменты пуска с него поплавка и у места его появления на поверхности воды. Определив затем в камеральных условиях расстояние между точками начала погружения поплавка-интегратора и его появления на поверхности моря и зная время и скорости погружения и всплывания поплавка, аналитически вычисляют среднюю скорость течения в точке наблюдения.

Указанный способ безусловно дает возможность быстро определять величины переноса водных масс, однако он имеет существенные недостатки:

1) невозможно измерять перенос водных масс с одного катера (корабля) одновременно в нескольких точках на некоторой акватории, так как работа на каждой станции продолжается по крайней мере 15—20 *мин*;

2) точность измерения средней скорсти течения на вертикали зависит от точности определения местоположения корабля или катера; это приводит к необходимости использования навигационных систем.

По нашему мнению, поставленная задача может быть решена другим путем — с самолета, что дает некоторые преимущества перед данным способом [2]. При этом погрешность измерений скоростей течения не будет зависеть от точности определения места корабля (станции измерения).

Мы предлагаем использовать известный метод определения течений с самолета с применением донных индикаторов [1]. Однако в этом случае индикатор снабжается тремя поплавками. Вначале одновременно отдаются два поплавка, имеющие различные скорости всплытия. С их помощью находится разность средней и поверхностной скоростей течения. Затем, через некоторый заданный интервал времени, как и в обычных донных индикаторах, отдается третий поплавок. Скорость его всплытия равна скорости всплытия одного из первых поплавков. По третьему и одному из первых поплавков определяется скорость поверхностного течения.

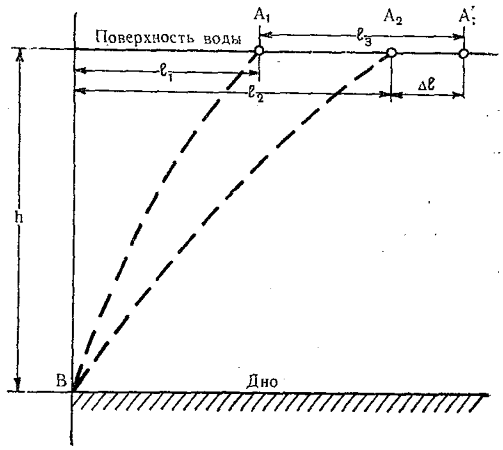

Рис. 1

Сущность способа определения средней скорости течения на вертикали сводится к следующему. Донный индикатор, сброшенный в море с самолета, погрузившись на дно в точке B (рис. 1), выбрасывает два поплавка, имеющие различные скорости всплытия v_1 и v_2 (примем $v_1 > v_2$). Тогда время всплытия первого и второго поплавков на поверхность воды будет соответственно равно:

$$t_1=\frac{h}{v_1}; \qquad t_2=\frac{h}{v_2}. \tag{1}$$

Траектория путей поплавков в толще воды BA_1 и BA_2 не совпадут между собой, и поплавки всплывут на поверхность в различных точках A_1 и A_2 (рис. 1). Выполнив с самолета аэрофотосъемку, на аэроснимке измеряем расстояние между поплавками Δl. Согласно рис. 1, запишем:

$$\Delta l = l_1 + l_3 - l_2, \tag{2}$$

где l_1 и l_2 — проекции пути первого и второго поплавков; l_3 — путь первого поплавка на поверхности воды за время $t_2 - t_1$ из точки A_1 в точку A'_1.

Имеем:

$$\left.\begin{aligned} l_1&=W_{\text{ср}}\frac{h}{v_1};\\ l_2&=W_{\text{ср}}\frac{h}{v_2};\\ l_3&=W_{\text{п}}h\,\frac{v_1-v_2}{v_1 v_2}, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

где $W_{\text{ср}}$ — средняя скорость течения на вертикали; $W_{\text{п}}$ — скорость течения на поверхности воды.

Подставляя (3) в (2), имеем:

$$W_{\text{ср}} = W_{\text{п}} - \Delta l \frac{v_1 v_2}{h(v_1 - v_2)}. \tag{4}$$

Скорость всплытия поплавков v_1 и v_2 определяется опытным путем перед сборкой донных индикаторов.

Входящее в формулу значение h снимается с карты для каждой точки измерения. Маршруты съемок в некоторых случаях могут быть также приурочены к эхолотным профилям, выполненным ранее с корабля. Скорость $W_{\text{п}}$ определяется по третьему и одному из первых поплавков, как и в случаях обычных измерений поверхностных течений с помощью донных индикаторов [1]. Скорости всплытия третьего и одного из первых поплавков при этом должны быть равными.

Учитывая, что теперь многие исследовательские океанографические суда имеют на борту вертолеты, можно рекомендовать совместное выполнение предлагаемого метода кораблем и вертолетом. В этом случае с корабля определяются глубины и устанавливаются донные индикаторы, а с вертолета выполняется только аэрофотосъемка всплывших поплавков-индикаторов. Установка индикаторов с корабля позволяет использовать более простые и дешевые их конструкции и измерять глубины непосредственно в точках определения средней скорости течений на вертикали.

Использование самолета для решения поставленной задачи дает возможность в короткий срок охватывать наблюдениями значительные районы. Это преимущество сохраняется и при совместных действиях корабля и вертолета, поскольку корабль производит работу на профиле без остановок.

Исходя из опыта съемки течений с самолета с использованием донных индикаторов [1], мы считаем, что предлагаемый в настоящей статье способ определения средних скоростей течений может быть применен в различных проливах, узкостях и в прибрежных районах моря с глубинами, не более 500 *м*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы изучения морских течений с самолета. Под. общ. ред. Здановича В. Г., «Наука», 1964.

ОБ УЧЕТЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ В КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Т. Н. Юровская

При решении целого ряда теоретических и практических задач гидрофизики необходимо знать величину коэффициента турбулентной вязкости. В частности, вопрос об определении величины этого коэффициента возникает при тепловых расчетах так называемых водохранилищ-охладителей.

Основная задача соответствующих методов теплового расчета водохранилищ-охладителей — оценка их охлаждающей способности — связана с определением теплопотерь с площади активной зоны охладителя $\Omega_{\text{акт}}$. Рекомендации по расчету $\Omega_{\text{акт}}$ изложены в [1].

Сопоставление расчетных данных и результатов натурных исследований позволяет судить о занижении при расчете охлаждающей способности водохранилища, что приводит к справедливой критике принятой методики их теплового расчета. Расхождение расчетных и натурных данных обусловлено неучетом существующей методикой ряда важных факторов, один из которых конвективные течения, значительно влияющие на величину площади активной зоны охладителя, а, следовательно, и на его охлаждающую способность.

Основные закономерности конвективных течений описывает сложная система дифференциальных уравнений, включающая в себя уравнения движения, энергии, неразывности и теплообмена между поверхностью воды и атмосферой.

Нами приняты следующие обозначения: g — ускорение силы тяжести; β — коэффициент объемного расширения; t — температура; v_x— горизонтальная составляющая скорости; I — уклон; p — давление: ρ — плотность; A — коэффициент турбулентного обмена; γ — объемный вес; g^* — элементарный расход градиентного течения; C — коэффициент Шези; τ — время.

Следует отметить, что при решении задач гидротермики уравнения движения можно представить без явной записи члена $\vec{g}\beta\Delta t$, учитывающего подъемные силы, возникающие за счет разности плотностей холодных и нагретых частиц жидкости. Например, в проекциях на ось x уравнение движения запишется в следующем виде:

$$\frac{dv_x}{d\tau}=g_x I-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(A\frac{\partial x_x}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(A\frac{\partial v_x}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(A\frac{\partial v_x}{\partial z}\right)\right]. \quad (1)$$

Зависимость плотности от температуры, обусловливающая конвективные течения, учитывается членом $\frac{\partial p}{\partial x}$, который, если принять $p = \gamma h$, где $\gamma = f(t)$, запишется следующим образом:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \int_0^h \frac{\partial \gamma}{\partial x} dh. \quad (2)$$

Сложность системы дифференциальных уравнений и краевых условий, характеризующих рассматриваемый процесс, практически исключает возможность их аналитического решения. Это заставляет искать пути упрощения расчета. Обычно в таких случаях прибегают к экспериментальному методу исследования. Еще более упростить расчет конвективных течений позволяет предложение Б. В. Проскурякова [2] об отыскании решения для отдельных фрагментов водохранилища-охладителя.

Конвективные течения должны быть учтены для следующих фрагментов водохранилищ-охладителей: выход транзитной струи в водохранилище, границы соприкосновения струи с водоворотами и «застойные» зоны. Автором были предприняты исследования нестационарного температурного поля при взаимодействии двух объемов жидкости различной температуры. Полученные результаты могут служить характеристикой температурных и скоростных полей, а также поля коэффициента турбулентной вязкости A, возникающих при конвективном обмене тепла транзитной струи с окружающим пространством.

Основной задачей экспериментальных исследований была оценка величин коэффициента турбулентной вязкости. Величины коэффициента A определялись расчетом из уравнения распространения тепла (энергии), записанного с помощью конечно-разностных отношений:

$$\frac{t_\tau - t_0}{\Delta\tau} + v_x \frac{t_{x-\Delta x,\, y} - t_{x+\Delta x,\, y}}{\Delta x} + v_y \frac{t_{x,\, y-\Delta y} - t_{x,\, y+\Delta y}}{\Delta y} =$$

$$= \frac{A}{\rho}\left(\frac{t_{x-\Delta x,\, y} + t_{x+\Delta x,\, y} - 2t_{x,\, y}}{\Delta x^2} + \frac{t_{x,\, y-\Delta y} + t_{x,\, y+\Delta y} - 2t_{x,\, y}}{\Delta y^2}\right). \quad (3)$$

Величины температур и скоростей, введенные в расчет, были определены экспериментально.

Эксперименты были выполнены в гидравлической лаборатории ЛГМИ. При проведении опытов использована установка, аналогичная установке Д. Барра [3] при исследовании им рассеяния тепла в приливных течениях. Опыты производились в резервуаре длиной 1,6 *м* и шириной 0,6 *м*. При мгновенном снятии перегородки, разделяющей резервуар на две неравные части, происходило постепенное распластывание теплой струи при движении над объемом холодной воды. Поведение воды можно было наблюдать через переднюю прозрачную стенку резервуара (в жидкость были введены красители). Для определения скоростей производилась фотосъемка развития движения. С помощью специально разработанной измерительной схемы осуществлялась непрерывная регистрация температур (скорость записи 20 точек измерений — за 1,5 *сек*, точность записи — 0,05°C).

На рис. 1 показано развитие во времени поля температур (в °C), поля скоростей (в *см/сек*), поля коэффициента A (в $т \cdot сек/м^2 \cdot 10^{-5}$), рассчитанных по формуле (3).

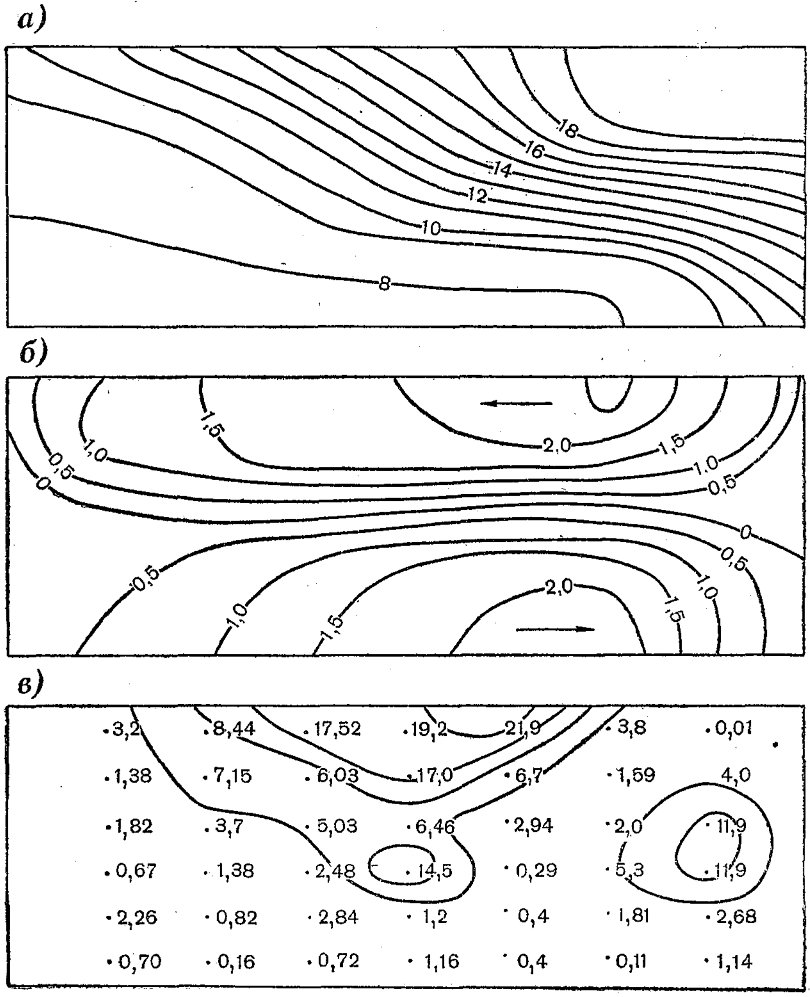

Рис. 1. Изолинии температуры (*а*), скорости (*б*) и коэффициента A (*в*) через 10 *сек* после начала опыта

Результаты расчетов коэффициента A по экспериментальным данным сопоставлены с результатами расчета коэффициента $A_{ср}$ для исследуемого процесса по формуле, предлагаемой В. М. Маккавеевым [4] для градиентных течений:

$$A_{ср} = \frac{\gamma g^*}{2m\,C}, \tag{4}$$

где

$$g^* = \int_0^h \sqrt{v_x^2}\, dh.$$

Как показало сравнение результатов для расчетных и экспериментальных данных формула (4) дает несколько завышенные коэффициенты A при малых значениях v_x ($v_x \leqslant 0{,}01$ *м/сек*) и, наоборот, приводит к занижению A при больших скоростях конвективных течений. Однако, все отклонения находятся в пределах практической точности, что позволяет принять формулу (4) в качестве расчетной при учете турбулентной вязкости для конвективных течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Технические указания к расчету водохранилищ-охладителей. Госэнергоиздат, 1963.
2. Проскуряков Б. В. Исследования теплового режима водоемов и водотоков. Труды совещания по современным методам расчета и моделирования температурных полей водоемов. Гидрометеоиздат, 1966.
3. Barr D. J. H. Some observations of small scale thermal density currents. The report on VIII Congress IAHR.
4. Маккавеев В. М. Учет ветрового фактора и шероховатости дна в динамике волн и переносных течений. Тр. ГГИ, вып. 22 (76), 1950.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОГРЕССИВНЫХ ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН У ПОВЕРХНОСТИ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЫВА СКОРОСТИ

В. Г. Савченко

Аналитическое решение задачи о вычислении параметров прогрессивных плоских внутренних волн, возникающих в неоднородной непрерывно стратифицированной жидкости, предложено Б. А. Тареевым [1]. При этом предполагалось, что невозмущенное распределение плотности является функцией только вертикальной координаты (ось z направлена вверх) и имеет вид:

$$\overline{\rho}(z)=\begin{cases}\rho_0=\text{const} & \text{при} \quad 0\leqslant z\leqslant h_1\\ \rho_0+\Delta\rho\,(1-e^{\varepsilon z}), \quad \Delta\rho=\rho_\infty-\rho_0 & \text{при} \quad 0\geqslant z\geqslant -h_2,\end{cases} \tag{1}$$

где ρ_∞ — значение плотности у дна, которое практически можно полагать равным значению плотности при $z=-\infty$.

В работе указывается, что предложенная плотностная модель типична для некоторых районов Мирового океана и, в частности, для пассатной зоны тропической Атлантики. Используя малость величин $\Delta\rho$ и $\varepsilon>0$, автор упомянутой работы упрощает основное дифференциальное уравнение линейной теории внутренних волн и сводит его к уравнению Бесселя. Поскольку в работе рассматривалось устойчивое распределение плотности при отсутствии течений в жидкости, то в результате решения поставленной задачи были изучены устойчивые внутренние волны.

В настоящей статье рассматриваются условия устойчивости прогрессивных произвольно ориентированных внутренних волн, возникающих в жидкости, стратифицированной согласно (1), при наличии в верхнем слое ее произвольно ориентированного течения.

Примем правую систему координат и пусть горизонтальные составляющие скорости основного движения представлены в виде

$$\overline{u}(z)=u_0+qz$$

$$\overline{v}(z)=v_0+sz \quad \text{при} \quad 0\leqslant z\leqslant h_1;$$

$$\overline{u}(z)=\overline{v}(z)=0 \quad \text{при} \quad 0>z\geqslant -h_2;$$

где $u_0=\text{const}$, $v_0=\text{const}$ — составляющие скорости основного движения на невозмущенной поверхности тангенциального разрыва скорости (начало координат), $q=\mathrm{const}$, $s=\mathrm{const}$ — вертикальные градиенты составляющих скорости течения верхнего слоя.

Запишем уравнения гидродинамики:

уравнения движения

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x};$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y};$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-g;$$

уравнение неразрывности

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

условие несжимаемости

$$\frac{d\rho}{dt}=0.$$

В этих уравнениях u, v, w — компоненты скорости вдоль осей x, y, z; p — давление жидкости; ρ — плотность; g — ускорение силы тяжести; t — время.

Пусть возмущение в жидкости вызывается движением внутренней волны, распространяющейся в произвольном направлении. Обозначим составляющие скорости для переменного во времени возмущающего движения через $u'(x, y, z, t)$, $v'(x, y, z, t)$, $w'(x, y, z, t)$, а через $\rho'(x, y, z, t)$, $p'(x, y, z, t)$ — локальные изменения плотности и давления, обусловленные волновым возмущением. Тогда составляющие скорости результирующего движения для верхнего слоя запишутся в виде

$$u=u_0+qz+u';$$

$$v=v_0+sz+v';$$

$$w=w',$$

а результирующие давление и плотность выразятся так:

$$p=\overline{p}(z)+p';$$

$$\rho=\rho_0+\rho',$$

где $\overline{p}(z)$ — давление в невозмущенном состоянии.

Полагая, что возмущения u', v', w', ρ', p' малы и проводя обычную линеаризацию уравнений гидродинамики, получим, что волновые движения в рассматриваемом случае описываются следующей системой уравнений:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial u'}{\partial t}+(u_0+qz)\frac{\partial u'}{\partial x}+(v_0+sz)\frac{\partial u'}{\partial y}+w'q=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial x};\\
&\frac{\partial v'}{\partial t}+(u_0+qz)\frac{\partial v'}{\partial x}+(v_0+sz)\frac{\partial v'}{\partial y}+w's=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial y};\\
&\frac{\partial w'}{\partial t}+(u_0+qz)\frac{\partial w'}{\partial x}+(v_0+sz)\frac{\partial w'}{\partial y}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial z}-\frac{\rho'}{\rho_0}g;\\
&\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}+\frac{\partial w'}{\partial z}=0;\\
&\frac{\partial \rho'}{\partial t}+(u_0+qz)\frac{\partial \rho'}{\partial x}+(v_0+sz)\frac{\partial \rho'}{\partial y}=0.
\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Поскольку рассматриваются прогрессивные произвольно ориентированные внутренние волны, положим, что существуют решения последней системы уравнений вида

$$r'=r(z)\exp\left[i(\sigma t-kx-ly)\right]. \qquad (3)$$

Здесь r' — любая из величин u', v', w', p', ρ'; r — комплексная амплитуда соответствующей величины (ради простоты принято то же обозначение, что и для исходной величины); σ — частота колебаний; $\sqrt{k^2+l^2}=m$ — волновое число; $\frac{l}{k}$ — угловой коэффициент направления распространения волн.

С помощью (3) из (2) получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\left.\begin{aligned}
&iu\gamma+wq=\frac{ikp}{\rho_0};\\
&iv\gamma+ws=\frac{ilp}{\rho_0};\\
&iw\gamma=-\frac{1}{\rho_0}\frac{dp}{dz}-\frac{\rho}{\rho_0}g;\\
&-iuk-ivl+\frac{dw}{dz}=0;\\
&\rho\gamma=0;
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

где

$$\gamma=\sigma-k(u_0+qz)-l(v_0+sz). \qquad (5)$$

Из последнего уравнения системы (4) следует, что возможен один из случаев: либо $\rho = 0, \gamma \neq 0$, либо $\gamma = 0$, $\rho \neq 0$. Во втором случае, как явствует из (5), частота колебаний будет действительным числом, а потому для исследования устойчивости внутренних волн этот случай не представляет интереса.

В первом случае из (4) получим основное дифференциальное уравнение задачи для верхнего слоя жидкости

$$\frac{d^2w}{dz^2} - m^2 w = 0.$$

Пренебрегая поверхностными волнами, которые мало влияют на устойчивость движения [2], возьмем решение последнего уравнения в виде

$$w(z) \equiv w_0(z) = C_0 \operatorname{sh} m(z - h_1). \tag{6}$$

Это решение удовлетворяет граничному условию отсутствия вертикальных движений на свободной поверхности

$$w(h_1) \equiv w_0(h_1) = 0.$$

Для нижнего слоя из уравнений гидродинамики получим следующую систему уравнений, описывающую волновые движения в жидкости:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\varepsilon z})}\frac{\partial p'}{\partial x};\\
&\frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\varepsilon z})}\frac{\partial p'}{\partial y};\\
&\frac{\partial w'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\varepsilon z})}\left(\frac{\partial p'}{\partial z} + \rho' g\right);\\
&\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0;\\
&\frac{\partial \rho'}{\partial t} - w'\Delta\rho\varepsilon\, e^{\varepsilon z} = 0.
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Используя (3), преобразуем (7) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\left.\begin{aligned}
&u\,[\rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\varepsilon z})]\,\sigma = kp;\\
&v\,[\rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\varepsilon z})]\,\sigma = lp;\\
&iw\,[\rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\varepsilon z})]\,\sigma = -\frac{dp}{dz} - \rho g;\\
&-iuk - ivl + \frac{dw}{dz} = 0;\\
&i\rho\sigma - w\Delta\rho\varepsilon\, e^{\varepsilon z} = 0.
\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Отсюда получаем основное дифференциальное уравнение задачи для нижнего слоя жидкости

$$\frac{d^2w}{dz^2} - \frac{\Delta\rho\varepsilon\, e^{\varepsilon z}}{\rho_0 + \Delta\rho\,(1 - e^{\varepsilon z})}\,\frac{dw}{dz} - m^2\left\{1 - \frac{g\Delta\rho\varepsilon\, e^{\varepsilon z}}{\sigma^2\,[\rho_0 + \Delta\rho\,(1 - e^{\varepsilon z})]}\right\} w = 0.$$

Используя оценки и упрощения работы [1], запишем последнее уравнение в виде

$$\frac{d^2w}{dz^2} - f e^{\varepsilon z}\,\frac{dw}{dz} - m^2\left(1 - \frac{g}{\sigma^2} f e^{\varepsilon z}\right) w = 0, \tag{9}$$

где

$$f = \frac{\varepsilon\Delta\rho}{\rho_0}. \tag{10}$$

Переходя к новой независимой переменной $\xi = e^{\varepsilon z}$, получим

$$\xi^2\,\frac{d^2w}{d\xi^2} + \xi\left(1 - \frac{f\xi}{\varepsilon}\right)\frac{dw}{d\xi} - \frac{m^2}{\varepsilon^2}\,(1 - gf\xi)\, w = 0. \tag{11}$$

Вводя обозначения

$$\frac{gfm^2}{\varepsilon^2\sigma^2} = \mu^2, \qquad \frac{2m}{\varepsilon} = \nu, \tag{12}$$

полагая, что толщина нижнего слоя достаточно велика, и используя оценки работы [1], запишем уравнение (11) в виде

$$\xi^2\,\frac{d^2w}{d\xi^2} + \xi\,\frac{dw}{d\xi} + \left(\mu^2\xi - \frac{\nu^2}{4}\right) w = 0. \tag{11'}$$

С помощью преобразования Ломмеля [3] уравнение (11′) приводится к уравнению Бесселя и интегрируется в цилиндрических функциях

$$w(z) = C_1 J_\nu\left(\frac{2}{\varepsilon c}\sqrt{g f e^{\varepsilon z}}\right) + C_2 N_\nu\left(\frac{2}{\varepsilon c}\sqrt{g f e^{\varepsilon z}}\right), \tag{13}$$

где J_ν, N_ν — функции Бесселя и Неймана порядка ν, а

$$c = \frac{\sigma}{m}. \tag{14}$$

Требование затухания вертикальной составляющей скорости колебаний у плоского горизонтального дна дает граничное условие

$$w(-h_2) = 0. \tag{15}$$

Запишем кинематическое условие на поверхности тангенциального разрыва скорости для каждого из слоев жидкости

$$w_0(0) = i(cm - ku_0 - lv_0)\zeta; \tag{16}$$

$$w(0) = icm\zeta, \tag{17}$$

где ζ — амплитуда колебаний поверхности тангенциального разрыва скорости.

С помощью (16) определим произвольную постоянную C_0, входящую в (6). Тогда для вертикальной составляющей скорости частиц верхнего слоя получим

$$w_0(z) = -i(cm - ku_0 - lv_0)\zeta \frac{\operatorname{sh} m(z - h_1)}{\operatorname{sh} mh_1}. \tag{18}$$

Используя (17) и (15), определим произвольные постоянные C_1 и C_2, входящие в (13). Тогда вертикальная компонента скорости частиц нижнего слоя запишется в виде

$$w(z) = \frac{icm\zeta}{\left[J_\nu(\varkappa) - \frac{J_\nu(\varkappa\delta)}{N_\nu(\varkappa\delta)} N_\nu(\varkappa)\right]} \cdot \left\{J_\nu\left(\varkappa\sqrt{e^{\varepsilon z}}\right) - \frac{J_\nu(\varkappa\delta)}{N_\nu(\varkappa\delta)} N_\nu\left(\varkappa\sqrt{e^{\varepsilon z}}\right)\right\}, \tag{19}$$

где

$$\varkappa = \frac{2}{\varepsilon c}\sqrt{gf}, \qquad \delta = e^{-\frac{\varepsilon}{2}h_2}. \tag{20}$$

Граничное условие непрерывности давления приводит к равенству

$$p(0) = p_0(0). \tag{21}$$

Из системы (4) следует

$$p_0(z) = -\frac{i\rho_0\gamma}{m^2}\left[\frac{1}{\gamma}(ls + kq)\,w_0(z) + \frac{dw_0(z)}{dz}\right], \tag{22}$$

а из системы (8) имеем

$$p(z) = -\frac{ic}{m}\left[\rho_0 + \Delta\rho\left(1 - e^{\varepsilon z}\right)\right]\frac{dw(z)}{dz}. \tag{23}$$

Используя (22), (18), (14), (5), (23), (19), из (21) получим уравнение

$$c^2 m\varkappa\varepsilon\left\{\frac{\nu}{\varkappa}\left[J_\nu(\varkappa) - \frac{J_\nu(\varkappa\delta)}{N_\nu(\varkappa\delta)}N_\nu(\varkappa)\right] + \left[\frac{J_\nu(\varkappa\delta)}{N_\nu(\varkappa\delta)}N_{\nu+1}(\varkappa) - J_{\nu+1}(\varkappa)\right]\right\} +$$

$$+ 2(cm - ku_0 - lv_0)^2\left[J_\nu(\varkappa) - \frac{J_\nu(\varkappa\delta)}{N_\nu(\varkappa\delta)}N_\nu(\varkappa)\right] \times$$

$$\times \left[\operatorname{cth} mh_1 - \frac{ls + kq}{m(cm - ku_0 - lv_0)}\right] = 0. \tag{24}$$

В частном случае при $q=s=u_0=v_0=0$ из (24) получаем дисперсионное уравнение работы [1].

Согласно оценок, сделанных в работе [1], $\delta \ll 1$, поэтому, используя свойства функции Неймана при малых значениях аргумента, уравнение (24) можем с большой точностью записать в виде

$$c^2 m \varkappa \varepsilon \left[\frac{\nu}{\varkappa} J_\nu(\varkappa) - J_{\nu+1}(\varkappa)\right] + 2(cm - ku_0 - lv_0)^2 J_\nu(\varkappa) \times$$

$$\times \left[\operatorname{cth} mh_1 - \frac{ls+kq}{m(cm - ku_0 - lv_0)}\right] = 0. \qquad (25)$$

Если значения ν и $\varkappa$ велики, тогда можем полагать

$$J_\nu(\varkappa) \approx J_{\nu+1}(\varkappa). \qquad (26)$$

Вводя длину внутренней волны λ, запишем (12) в виде

$$\nu = \frac{4\pi}{\lambda\varepsilon}. \qquad (27)$$

Полагая порядок ε равным 10^{-5} *см*$^{-1}$, можно показать, что приближение (26) имеет место, если длина внутренней волны $\lambda \ll 13$ *км*. Соответствующее обоснование приводится в конце статьи.

Для случая, когда справедливо (26), уравнение (25) распадается на два уравнения

$$J_\nu(\varkappa) = 0, \qquad (28)$$

$$c^2 m \varkappa \varepsilon \left(\frac{\nu}{\varkappa} - 1\right) + 2(cm - ku_0 - lv_0)^2 \left[\operatorname{cth} mh_1 - \frac{ls+kq}{m(cm - ku_0 - lv_0)}\right] = 0. \qquad (29)$$

Уравнение (28) может быть с достаточной точностью решено графически или с помощью таблиц [4] при любых фиксированных значениях ε и λ. Зная корни этого уравнения $\varkappa_n$ и используя (20) и (10), можем определить скорость волны заданной длины порядка n.

Для исследования устойчивости внутренних волн уравнение (28) не представляет интереса, поскольку в него входят только члены, характеризующие стабилизирующие силы, а следовательно, его решение дает только устойчивые внутренние волны.

В частном случае при $q=s=u_0=v_0=0$ из уравнения (29), если рассматриваются внутренние волны конечной длины, скорость которых $c \neq 0$, получим уравнение

$$\varkappa\varepsilon\left(\frac{\nu}{\varkappa} - 1\right) + 2m \operatorname{cth} mh_1 = 0. \qquad (30)$$

Согласно (12), (20) и (10), имеем

$$\frac{\nu}{\varkappa} = \frac{2\pi}{T}\sqrt{\frac{\rho_0}{g\Delta\rho\varepsilon}}, \qquad (31)$$

где $T = \dfrac{\lambda}{c}$ — период внутренней волны.

Из (1) следует, что $z = -0$ является уровнем наибольшего вертикального градиента плотности, т. е. уровнем наибольшей устойчивости водяного столба. С учетом оценок и упрощений, использованных для получения уравнения (9), из (1) найдем

$$-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{d\bar{\rho}}{dz}\bigg|_{z\to -0}=\left(-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{d\bar{\rho}}{dz}\right)_{\max}=\frac{\varepsilon\Delta\rho}{\rho_0}. \tag{32}$$

С учетом (32) можем (31) записать в виде

$$\frac{\nu}{\varkappa}=\frac{1}{T}\cdot\frac{2\pi}{\sqrt{g\left(-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{d\bar{\rho}}{dz}\right)_{\max}}}=\frac{T_1}{T}, \tag{33}$$

где T_1 — период свободных колебаний частиц жидкости, принадлежащих уровню наибольшей устойчивости.

Грен [5] доказал, что период T_1 является нижней границей периодов внутренних волн во всем рассматриваемом слое жидкости. Следовательно, всегда

$$\frac{\nu}{\varkappa}\leqslant 1. \tag{34}$$

При этом, если в (34) имеется равенство, тогда уравнение (30) имеет место только при $c = 0$. Отметим, что в этом случае уравнение (28) записывается в виде $J_\nu(\nu) = 0$, откуда следует, что $\nu \to \infty$, т. е. $\lambda \to 0$, что согласуется с представлениями о колебаниях, имеющих период T_1 [5].

Если же в (34) имеет место неравенство, тогда из уравнения (30) найдем:

$$T=T_1\left(1+\operatorname{cth}\frac{2\pi}{\lambda}h_1\right). \tag{35}$$

Отсюда, если верхний слой жидкости бесконечен и длина внутренней волны отлична от нуля или если толщина верхнего слоя отлична от нуля и конечна, а длина внутренней волны $\lambda \to 0$, следует, что

$$T = 2\,T_1,$$

т. е. существуют колебания с периодом, кратным периоду свободных колебаний частиц жидкости, принадлежащих уровню наибольшей устойчивости.

Очевидно, что колебания с рассмотренными периодами не приводят к неустойчивости. Обратимся к более общему уравнению (29). Пусть α и β — углы, образуемые с осью ox направлением распространения волны и направлением потока на поверхности тангенциального разрыва скорости соответственно, а W_1 — скорость переноса на этой поверхности. Тогда исследуемое уравнение запишется в виде

$$c^2\varkappa\varepsilon\left(\frac{\nu}{\varkappa}-1\right)+2\,(c-\overline{W})\,[m\,(c-\overline{W})\operatorname{cth} mh_1-0]=0, \tag{36}$$

где

$$\left.\begin{aligned}\overline{W} &= W_1 \cos(\beta - \alpha),\\ \theta &= s \cdot \sin\alpha + q\cos\alpha,\\ W_1 &= (u_0^2 + v_0^2)^{1/2}\end{aligned}\right\} \tag{37}$$

Очевидно, что при $\frac{\nu}{\varkappa} = 1$ устойчивость движения не нарушается. Поскольку при $\frac{\nu}{\varkappa} = 1$, как упоминалось выше, $\lambda = 0$, для дальнейших рассмотрений, принимая $\frac{\nu}{\varkappa} \neq 1$, мы должны принять $\lambda > 0$.

Для случая коротких волн уравнение (36) с большой точностью может быть представлено в виде

$$4\pi c^2 - c\left[(\nu_1 + \theta)\lambda + 4\pi\overline{W}\right] + \overline{W}\,(2\pi\overline{W} + \lambda\theta) = 0,$$

где

$$\nu_1 = \frac{2\pi}{T_1} \tag{38}$$

круговая частота свободных колебаний частиц жидкости, принадлежащих уровню наибольшей устойчивости.

Отсюда, для скорости коротких прогрессивных волн найдем формулу

$$c = \frac{1}{8\pi}\left\{(\nu_1 + \theta)\lambda + 4\pi\overline{W} \pm \sqrt{\lambda^2(\nu_1 + \theta)^2 + 8\pi\overline{W}(\nu_1 - \theta)\lambda - 16\pi^2\overline{W}^2}\right\}, \tag{39}$$

из которой следует, что при фиксированных значениях остальных параметров задачи неустойчивыми будут волны, длина которых удовлетворяет неравенству

$$\lambda^2(\nu_1 + \theta)^2 + 8\pi\overline{W}(\nu_1 - \theta)\lambda - 16\pi^2\overline{W}^2 < 0. \tag{40}$$

Если при этом окажется, что

$$\theta = -\nu_1, \tag{41}$$

тогда неравенство (40) имеет место, если

$$0 < \lambda < \frac{\pi\overline{W}}{\nu_1} \quad \text{при} \quad \overline{W} > 0, \tag{42}$$

а также, если

$$\lambda > 0 \quad \text{при} \quad \overline{W} < 0. \tag{43}$$

Если (41) не имеет места, неустойчивыми являются волны, у которых

$$0 < \lambda < \begin{cases} \dfrac{4\pi \overline{W}}{(\nu_1+\theta)^2}\left[\theta - \nu_1 + \sqrt{2(\nu_1^2+\theta^2)}\right] & \text{при} \quad \overline{W} > 0, \\ \dfrac{4\pi \overline{W}}{(\nu_1+\theta)^2}\left[\theta - \nu_1 - \sqrt{2(\nu_1^2+\theta^2)}\right] & \text{при} \quad \overline{W} < 0. \end{cases} \tag{44}$$

Если проекция скорости течения на направление распространения волны оказывается равной нулю и при этом не имеет место соотношение (41), тогда устойчивы волны любой длины; если же при этом имеет место соотношение (41), тогда возможны только такие колебания, скорость которых равна нулю.

В океанологии принято считать, что внутренние волны могут наблюдаться только в среде, где есть градиент плотности [6, 7]. В соответствии с этим будем называть прогрессивной свободной внутреннейг равитационной волной при отсутствии вращения такие распространяющиеся в устойчиво стратифицированной жидкости возмущения гидродинамических элементов, период которых T больше, чем период T_1 свободных колебаний частиц жидкости, принадлежащих уровню наибольшей устойчивости. В частности, отсюда следует, что при наличии разрывов в распределении плотности к категории внутренних волн могут быть отнесены любые возмущения, имеющие положительный период. Действительно, полагая в (1) $\varepsilon = \infty$, получим, что при $z = 0$ существует скачок плотности $\Delta\rho = \rho_\infty - \rho_0 > 0$:

$$\bar{\rho}(z) = \begin{cases} \rho_0 = \text{const} & \text{при} \quad 0 < z \leqslant h_1, \\ \rho_\infty = \text{const} & \text{при} \quad 0 \geqslant z \geqslant -h_2. \end{cases} \tag{45}$$

Распределение плотности (45) можно записать в виде

$$\bar{\rho}(z) = \rho_\infty - \Delta\rho e(z) \qquad \text{при} \quad h_1 \geqslant z \geqslant -h_2, \tag{46}$$

где $e(z)$ — единичная функция

$$e(z) = \int_{-h_2}^{z} \delta(z)\,dz,$$

а $\delta(z)$ — дельта — функция Дирака.

Из (46) следует

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{d\bar{\rho}}{dz} = \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}}\,\delta(z) = \begin{cases} 0, & \text{если} \quad z \neq 0, \\ +\infty, & \text{если} \quad z = 0. \end{cases} \tag{47}$$

Следовательно, для рассматриваемого случая, согласно определению периода свободных колебаний частиц жидкости, принадлежащих уровню наибольшей устойчивости, и используя (47), получим:

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{g\left(-\frac{1}{\bar{\rho}}\,\frac{d\bar{\rho}}{dz}\right)_{\max}}} = 0.$$

При существовании неустойчивых колебаний фазовая скорость их, согласно (39), может быть найдена по формуле

$$c_r = \operatorname{Re} c = \frac{1}{8\pi}\left[(\nu_1 + \theta)\lambda + 4\pi\overline{W}\right]. \tag{48}$$

В соответствии с определением внутренних волн, для них должно иметь место неравенство $T > T_1$, которое может быть записано в виде

$$T_1 |c_r| < \lambda.$$

Это неравенство для длин внутренних волн, используя (48) и (38), запишем в виде

$$\left|(\nu_1 + \theta)\lambda + 4\pi\overline{W}\right| < 4\nu_1\lambda. \tag{49}$$

Неустойчивыми являются внутренние волны, длина которых удовлетворяет неравенствам (49), (44), (42), (43). В общем случае ($\theta \neq 0$) нетрудно получить следующие результаты:

1. Если $\theta \leqslant -5\nu_1$, тогда неустойчивые внутренние волны не имеют места ни при каких значениях проекции скорости течения на поверхности тангенциального разрыва скорости на направление распространения волны.

2. Если $-5\nu_1 < \theta < -\nu_1$, тогда при $\overline{W} > 0$ неустойчивых внутренних волн нет, а при $\overline{W} < 0$ неустойчивы внутренние волны, длина которых удовлетворяет неравенству

$$-\frac{4\pi\overline{W}}{5\nu_1 + \theta} < \lambda < \frac{4\pi\overline{W}}{(\nu_1 + \theta)^2}\left[\theta - \nu_1 - \sqrt{2(\nu_1^2 + \theta^2)}\right]. \tag{50}$$

3. Если $\theta = -\nu_1$, тогда при $\overline{W} > 0$ неустойчивых внутренних волн нет, а при $\overline{W} < 0$ неустойчивы внутренние волны, длина которых удовлетворяет неравенству

$$\lambda > -\frac{\pi\overline{W}}{\nu_1}. \tag{51}$$

4. Если $-\nu_1 < \theta < \nu_1$, тогда неустойчивы внутренние волны, длина которых удовлетворяет при $\overline{W} > 0$ неравенству

$$\frac{4\pi\overline{W}}{3\nu_1 - \theta} < \lambda < \frac{4\pi\overline{W}}{(\nu_1 + \theta)^2}\left[\theta - \nu_1 + \sqrt{2(\nu_1^2 + \theta^2)}\right], \tag{52}$$

а при $\overline{W} < 0$ — одному из следующих неравенств:

$$-\frac{4\pi\overline{W}}{5\nu_1 + \theta} < \lambda < -\frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1 + \theta} \tag{53}$$

или

$$-\frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1 + \theta} < \lambda < \frac{4\pi\overline{W}}{(\nu_1 + \theta)^2}\left[\theta - \nu_1 - \sqrt{2(\nu_1^2 + \theta^2)}\right]. \tag{54}$$

5. Если $\theta \geqslant \nu_1$, тогда при $\overline{W} > 0$ неустойчивых внутренних волн нет, а при $\overline{W} < 0$ внутренние волны неустойчивы, если их длина удовлетворяет неравенству

$$-\frac{4\pi\overline{W}}{5\nu_1+\theta} < \lambda < -\frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1+\theta}. \tag{55}$$

В частном случае при $\theta = 0$ получим, что неустойчивы внутренние волны, длина которых при $\overline{W} > 0$ удовлетворяет неравенству

$$\frac{4\pi\overline{W}}{3\nu_1} < \lambda < \frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1}\left(\sqrt{2}-1\right), \tag{56}$$

а при $\overline{W} < 0$ — хотя бы одному из следующих неравенств

$$-\frac{4\pi\overline{W}}{5\nu_1} < \lambda < -\frac{4\pi\overline{W}}{\lambda_1}, \tag{57}$$

или

$$-\frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1} < \lambda < -\frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1}\left(\sqrt{2}+1\right). \tag{58}$$

Из (37) следует, что $\overline{W} = 0$, если отсутствует течение на поверхности раздела слоев. Если же $W_1 \neq 0$, тогда $\overline{W} = 0$, если направление распространения волны перпендикулярно направлению течения на поверхности тангенциального разрыва скорости, т. е. если $\alpha = \beta \pm \frac{\pi}{2}$. Полагая, что α и β изменяются в пределах от 0 до 2π, получим, что $\overline{W} > 0$, если

$$\beta - \frac{\pi}{2} < \alpha < \beta + \frac{\pi}{2},$$

т. е. если направление распространения волны составляет угол меньше прямого с направлением течения на границе слоев. Аналогично получим, что $\overline{W} < 0$, если

$$\beta - \frac{3\pi}{2} < \alpha < \beta - \frac{\pi}{2},$$

т. е. если направление распространения волны составляет угол больше прямого с направлением течения на границе раздела слоев.

Следует иметь в виду, что неравенства (50)—(58) справедливы только для коротких прогрессивных внутренних волн, т. е. для волн, длина которых $\lambda < 2h_1$ и фазовая скорость $c_r \neq 0$.

Можно показать, что для исследуемого случая распределения плотности и скорости течения в жидкости на границе раздела слоев при $-\nu_1 < \theta < \nu_1$ и $\overline{W} < 0$ существуют короткие неустойчивые стационарные внутренние волны, длина которых $\lambda = -\frac{4\pi\overline{W}}{\nu_1+\theta}$.

Для случая длинных волн $\left(\frac{h_1}{\lambda} < 0{,}08\right)$ уравнение (36) можем записать в виде

$$c^2(2\pi h_1 + \lambda) - c\lambda(\nu_1 h_1 + 2\overline{W} + h_1\theta) + \overline{W}\lambda(\overline{W} + h_1\theta) = 0. \qquad (59)$$

Отсюда для скорости длинных прогрессивных волн найдем формулу

$$c = \frac{1}{2(2\pi h_1 + \lambda)} \Big\{ \lambda(\nu_1 h_1 + 2\overline{W} + h_1\theta) \pm$$

$$\pm \sqrt{\lambda^2(\nu_1 h_1 + 2\overline{W} + h_1\theta)^2 - 4\lambda\overline{W}(\overline{W} + h_1\theta)(2\pi h_1 + \lambda)} \Big\}. \qquad (60)$$

Исходя из (60), нетрудно показать, что прогрессивные длинные внутренние волны неустойчивы, если их длина удовлетворяет системе неравенств

$$\lambda > 12{,}5\, h_1, \qquad (61)$$

$$\lambda > \frac{\pi}{\nu_1} \left\{ \left| h_1(\nu_1 + \theta) + 2\overline{W} \right| - 2\nu_1 h_1 \right\} \qquad (62)$$

при

$$\overline{W} \leqslant -\frac{h_1}{4\nu_1}(\nu_1 + \theta)^2, \qquad (63)$$

а при

$$\overline{W} > -\frac{h_1}{4\nu_1}(\nu_1 + \theta)^2, \qquad (64)$$

также неравенству

$$\lambda < \frac{8\pi\overline{W}(\overline{W} + h_1\theta)}{h_1(\nu_1 + \theta)^2 + 4\overline{W}\nu_1}. \qquad (65)$$

Кроме того, в эту систему неравенств необходимо включить неравенство

$$\lambda < \frac{2\pi}{5\varepsilon}, \qquad (66)$$

которое следует из требования выполнения приближения (26). Используя равномерные асимптотические разложения цилиндрических функций (формулы Лангера) [3] и исходя из значений $\varkappa$, характерных для условий океана, можно показать, что условие $J_\nu(\varkappa) \approx J_{\nu+1}(\varkappa)$ будет выполняться с достаточной точностью, если $\nu > 10$, т. е. если имеет место неравенство (66).

Очевидно, что для случая коротких волн неравенство (66) может быть записано в виде

$$\lambda < \min\left\{\frac{2\pi}{5\varepsilon};\ 2h_1\right\}$$

и оно определяет верхнюю границу неустойчивых коротких внутренних волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тареев Б. А. О внутренних волнах в неоднородном по плотности океане. ДАН, 149, № 4, 1963.
2. Лайхтман Д. Л. Условия вертикальной устойчивости при меняющейся с высотой скорости ветра. Тр. НИУ ГУ ГМС, сер. I, вып. 24, 1946.
3. Бейтмен Г. и Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. «Наука». 1966.
4. Янке Е. и Эмде Ф. Таблицы функций. Физматгиз, 1959.
5. Groen P. Contribution to the theory of internal waves. Mededelingen en verhandelingen, serie B, deel 2, No 11, 1948.
6. Ла Фонд Е. С. Внутренние волны. Сб. «Море», Гидрометеоиздат, 1965.
7. Eckart C. Internal waves in the ocean. The Physics of Fluids, 4, No 7, 791, 1961.

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ДРЕЙФОВЫХ ТЕЧЕНИЙ

А. Б. Мензин

Хотя создание аналоговых устройств для моделирования нестационарных процессов в океане и не встречает принципиальных затруднений, их широкому распространению мешают либо чисто технические трудности, либо, что гораздо чаще, незнание условий на границах исследуемой области. Особенно это относится к моделям, состоящим из пассивных элементов.

Так, например, если разделить изучаемый бассейн на объемы, представляющие собой прямоугольные параллелепипеды с квадратным основанием, перейти к расходам жидкости через стенки объемов, представить далее эти расходы, а также колебания уровня и тангенциальное напряжение ветра в виде разложений в ряд Фурье, то нетрудно показать, что для любых членов этих разложений одного и того же порядка будет справедливо неоднородное уравнение эллиптического типа. При выводе необходимо пренебречь нелинейными членами и боковым трением в уравнениях движения, принять условие гидростатики в вертикальном направлении и задать трение на дне в линейной форме.

Так как рассматриваемая гидродинамическая система является линейной, процесс можно моделировать с помощью электрической сетки, предложенной в [1], для которой как раз необходимо знание колебаний уровня на границе. Используя условие твердой стенки на поверхности бассейна, позволяющее выфильтровывать внешние инерционно-гравитационные волны, мы можем избежать этих трудностей в задании граничных условий.

Модель нестационарного дрейфового потока в однородном море может быть приближенно выражена уравнением

$$\frac{\partial^2 W_x}{\partial t\,\partial y} - \frac{\partial^2 W_y}{\partial t\,\partial x} - \lambda\left(\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y}\right) + \frac{K}{\rho h}\left(\frac{\partial W_x}{\partial y} - \frac{\partial W_y}{\partial x}\right) = -\frac{1}{\rho}\,\mathrm{rot}_z\,\tau, \qquad (1)$$

где W_x, W_y — составляющие полных токов соответственно по осям x и y; τ — тангенциальное напряжение ветра; λ — параметр Кориолиса; h — глубина; ρ — плотность; K — коэффициент донного трения. Ось x направлена на восток, y — на север, z — вверх.

Условие твердой стенки дает возможность ввести функцию полных потоков ψ:

$$W_x = \frac{\partial\psi}{\partial y}, \quad W_y = -\frac{\partial\psi}{\partial x}. \tag{2}$$

Тогда (1) переходит в

$$\frac{\partial^3\psi}{\partial t\,\partial x^2} + \frac{\partial^3\psi}{\partial t\,\partial y^2} + \frac{K}{\rho h}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right) = -\frac{1}{\rho}\,\mathrm{rot}_z\tau, \tag{3}$$

или в

$$\Delta\psi = e^{-\frac{K}{\rho h}t}\left[\frac{1}{\rho}\left\{-\int \mathrm{rot}_z\tau\,(t)\,e^{\frac{K}{\rho h}t}\,dt + \left|\int \mathrm{rot}_z\tau\,(t)\,e^{\frac{K}{\rho h}t}\,dt\right|_{t=0}\right\} + \right.$$

$$\left. + \left|\Delta\psi\right|_{t=0}\right], \tag{4}$$

где Δ — оператор Лапласа.

В случае не меняющегося во времени ветра имеем

$$\Delta\psi = \frac{h}{K}\,\mathrm{rot}_z\tau\left(e^{-\frac{K}{\rho h}t} - 1\right) + \left|\Delta\psi\right|_{t=0} e^{-\frac{K}{\rho h}t}. \tag{5}$$

Если же постоянный ветер начинает действовать на спокойную воду, получаем

$$\Delta\psi = \frac{h}{K}\,\mathrm{rot}_z\tau\,\left(e^{-\frac{K}{\rho h}t} - 1\right). \tag{6}$$

Такой вид уравнений значительно упрощает задачу, так как время входит в виде параметра. Время достижения дрейфовым потоком стационарного состояния можно определить заранее, вычисляя правую часть (4)—(6). Например, если принять $K \sim 0{,}1$ *г/см²·сек*, $h = 50$ *м*, то время установления будет порядка 32 часов.

Следовательно, для моделирования нестационарных дрейфовых потоков можно использовать аналоговые модели, применяемые для решения уравнения Пуассона. Правая часть уравнений (4)—(6) вычисляется для любого момента времени, а затем аппроксимируется пропорциональным ей током, поданным в узловые точки модели. Граничным условием на твердой стенке является условие непротекания, на жидких границах необходимо задание функции ψ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров В. А. Проект электрической модели для исследования приливных явлений. Материалы II Конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана», Л., 1964.

ПРОМЫСЛОВЫЙ ФЛОТ — ВАЖНЫЙ ИСТОЧНИК ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ С АКВАТОРИИ МИРОВОГО ОКЕАНА

В. М. Шапаев

Многие виды человеческой деятельности непосредственно или косвенно зависят от условий погоды. Эта зависимость особенно сказывается на работе промыслового флота, проявляясь в большей степени по сравнению с транспортным флотом. Такое положение возникает в результате исключительно интенсивного развития рыбного промысла в открытом море по сравнению с прибрежным рыболовством, хотя оба эти вида добычи рыбы, как известно, зависят от погоды, но последняя играет очень существенную роль в рыбном промысле на акваториях морей и океанов. Здесь влияние гидрометеорологических условий сказывается не только на безопасности и экономичности перехода промыслового флота в районы добычи рыбы, китов или других продуктов моря, но и на ведение самого промысла. В частности, наличие больших запасов рыбы в определенных районах Мирового океана еще не обеспечивает хорошего улова, если в данном месте господствует плохая погода и, наоборот, в других областях, не столь богатых рыбой, но отличающихся благоприятными условиями погоды, можно получить большой улов. Это означает, что в рыболовстве гидрометеорологические и экономические факторы тесно переплетаются между собой, обусловливая ту или иную цену на добытую рыбу и соответствующий размер заработка рыбаков.

Наиболее важными, имея в виду влияние как на прибрежный, так и на океанский рыбный промысел, условиями погоды и состояния моря являются туман, льды, ветер и волны. Из этих гидрометеорологических элементов особенно опасен туман, который, вызывая резкое ухудшение дальности видимости, существенно увеличивает риск столкновений рыболовецких судов, имеющих тенденцию к большой концентрации на органиченном пространстве моря, или потери ими снастей. Кроме того, днем туман ослабляет интенсивность проникновения солнечного света в толщу морской воды. Поэтому, например, красная рыба поднимается высоко ото дна по сравнению с ясной погодой, и густой туман, таким образом, способствует понижению улова красной рыбы с помощью донных тралов. Ночью в густом тумане сельдь проходит более близко к поверхности воды, чем в условиях хорошей видимости при ясном небе и полной луне. Такие различия в вертикальном распределении сельди опытные рыбаки принимают во внимание, когда они выбирают длинные стропы дрифтерной рыболовной сети.

Ночной лов рыбы, особенно в прибрежных водах Японии, когда используется искусственное освещение, не остается без влияния погоды, потому что безоблачной ночью светит луна, и рыба, например в Тихом океане, становится не столь активной на приманку при виде света по сравнению с темной ночью.

Продолжительность солнечного освещения и облачность учитываются рыбаками для промысла некоторых видов рыб в тех или иных районах океанов и морей. Например, лосось и семга в северной части Тихого океана начинают попадать в рыболовные сети приблизительно за два часа до захода Солнца, и лов этой рыбы ведется с полуночи до рассвета.

В некоторых рыбопромысловых районах большую опасность для рыболовецких судов представляет обледенение. Отложение (нарастание) льда препятствует работе снаряжения. В ряде случаев под влиянием обледенения рыболовецкое судно становится неустойчивым, плохо слушается руля и, как показывает практика, теряет остойчивость, переворачивается и погибает. Кроме того, зимой морской лед доставляет рыбакам большие трудности как в плавании судов, так и в добыче рыбы.

Температура воздуха непосредственно не влияет на рыболовство, хотя может быть причиной образования густого тумана, льда и обледенения судов, представляющих каждый в отдельности или совместно серьезную опасность для рыбопромыслового флота. Температура поверхности воды и распределение ее в подповерхностных слоях имеет очень большое значение для уловов рыбы, ибо характеризует одно из важнеших условий состояния среды, благоприятной или неблагоприятной для обитания того или иного вида рыб.

Современное рыболовное судно, находясь на промысле, ставит около 300 сетей длиной 58 *м* и весом 23 *кг* каждая. Общая длина сетей, находящихся в воде, достигает 15 *км*, вокруг которых и плавают рыболовецкие суда. В некоторых случаях сеть обрывается вследствие слишком большого натяжения из-за ветра и мертвой зыби. Поэтому сильные ветры или высокая мертвая зыбь в направлении, перпендикулярном поставленной сети, являются для рыбака причиной большого беспокойства.

Некоторые проливы и акватории около мысов, где иногда находятся рыбопромысловые суда, пользуются дурной славой среди рыбаков по сравнению с морскими условиями, потому что в таких местах появляются сходящиеся волны («толчея») от многих направлений, возникающих вследствие взаимодействия ветровых волн и сильных приливо-отливных явлений [3].

Знание рассмотренных выше соотношений между рыболовством и условиями погоды, которые оказывают непосредственное влияние на рыбный промысел, позволяет получить большой экономический эффект. Для этого необходимо иметь надежную информацию о фактической погоде в районах рыбных промыслов и об ожидаемых ее изменениях с некоторой заблаговременностью (сутки, декада). Такие сведения рыбопромысловые суда, действующие на акватории Мирового океана вне территориальных вод и вне области обычных радиопередач прогнозов погоды, получают с помощью обычной и специальной радиоаппаратуры, связываясь с рыбным портом или прибрежной радиостанцией. Сообщения о погоде по радио хотя и дают представление о сложившейся синоптической ситуации, однако скорость хода рыбопромыслового судна настолько меньше скорости изменения условий погоды, что рыбак часто не имеет времени избежать шторма или других опасных гидрометеорологических явлений. Для того, чтобы прогноз погоды для рыбопромысловых районов был соответствующего качества, очень существенное значение имеет гидрометеорологическая информация самих рыболовных судов, так как даже в настоящее время во многих районах Мирового океана ощущается острая нехватка данных гидрометеорологических наблюдений на поверхности и в верхних слоях атмосферы.

Кроме того, рыбопромысловые флоты имеют ряд преимуществ в сборе гидрометеорологической информации из океанских районов, по сравнению с данными попутных наблюдений судов торгового флота. Одно из них заключается в том, что рыболовные флотилии находятся в море многие месяцы непрерывно, в частности, советские флотилии 70% календарного времени года [2], в то время, как транспортные суда мирового торгового флота, особенно занятые линейными перевозками, простаивают в портах до 50% времени эксплуатационного периода, достигающего 345 суток [1]. Уже из этого сравнения эксплуатационных показателей видно, что рыбопромысловые флоты дают непрерывную гидрометеорологическую информацию в течение сравнительно более длинного периода, чем суда транспортного флота. Существенно, что гидрометеорологические наблюдения рыбопромысловых флотов поступают из районов Мирового океана, часто расположенных в стороне от океанских и морских путей, отличающихся интенсивным судоходством. Они тем самым относятся к океанским акваториям, обычно мало посещаемым транспортными судами, и уже по одной этой причине соответствующая информация о состоянии погоды и моря представляет огромный научный и практический интерес. Более того, данные гидрометеорологических наблюдений рыболовных судов относятся обычно к районам больших площадей, в то время как соответствующая информация торговых кораблей отражает состояние погоды и моря только вдоль путей их плавания, неодинаковая плотность которых на акватории Мирового океана приводит к существованию океанических пространств, недостаточно или совсем не освещаемых данными наблюдений транспортных судов.

Следует также заметить, что, кроме рыбопромысловых флотилий, ценным источником гидрометеорологической информации являются китобойные флотилии, хотя они и действуют во время короткого китобойного сезона.

Пространственное распределение площадей акватории Мирового океана, с которых поступает гидрометеорологическая информация от промысловых флотов мира, показано на рис. 1, представляющем карту основных районов рыбного и китового промыслов, составленную продовольственной и сельскохозяйственной организацией ООН [4]. Из рис. 1 видно, что ярусный лов тунца в Атлантическом, Индийском и Тихом океанах является одним из обширных рыбных промыслов за пределами континентального шельфа. Здесь действуют, главным образом, японские рыболовные суда. В Атлантическом океане японские рыболовецкие суда водоизмещением в основном 100—150 тонн, обеспечиваемые плавучими базами водоизмещением 500 тонн, занимаются промыслом от 35° с. ш. (и даже 50° с. ш. в июле) со стороны Америки и центральной части Атлантики от побережья Флориды до Канарских островов. Между островами Св. Елены и Тристан-да-Кунья рыбного промысла почти нет, но регулярный лов рыбы отмечается до 30° ю. ш. на восточной и западной сторонах Южной Атлантики. В Индийском океане японские суда тоннажем от 200 до 100 брутто-тонн занимаются промыслом у Восточной Африки и в основном от 5° до 35° ю. ш. и дальше до 65° в. д., причем основная масса судов сосредоточивается в районе Сейшельских островов, а также вокруг Мадагаскара и острова Маврикия. Другой промысловый район находится в южной части Бенгальского залива от Андамаских о-вов до восточного побережья Индии и затем распространяется к экватору и мористее Суматры и Явы к Австралии до 25° ю. ш. Здесь размещаются суда водоизмещением от 150 до 500 тонн. В Тихом океане промыслом занимаются обычно небольшие суда тоннажем 40—200 брутто-тонн. Они действуют на широком участке от Японии до моря Арафура, к югу от Новой Каледонии, о-вов Самоа и Маркизских о-вов до района к востоку от Галапагосских островов, затем на север от о-ва Клиппертон, к северу от Гавайских о-вов до северной части о-ва Хонсю.

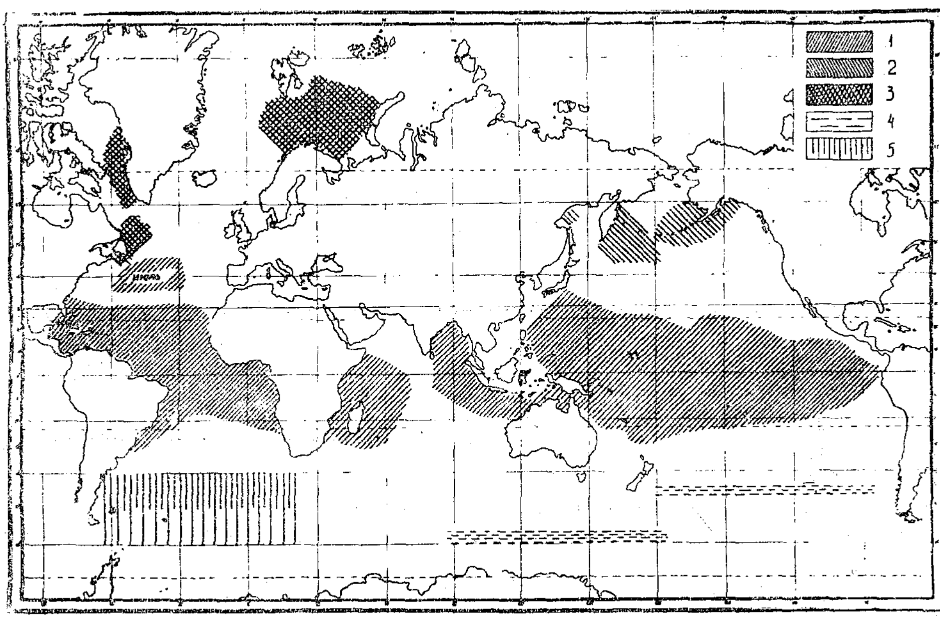

Рис. 1. Главные районы рыбного и китобойного промыслов на акватории Мирового океана (по данным ФАО при ООН).

1. Ярусный лов тунца в Атлантическом, Индийском и Тихом океанах. 2. Операции рыболовных флотов в северной части Тихого океана и в Беринговом море. 3. Траловый лов в Баренцевом море, у берегов Гренландии и острова Нью-Фаундленд. 4. Промысел отдельных судов. 5. Китобойный промысел в Антарктике.

Каждое рыболовецкое судно два раза в день наряду со специальными сообщениями, в том числе о положении судна в море, передает по радиосвязи данные гидрометеорологических наблюдений:

а) до рассвета — атмосферное давление, ветер, температура воздуха, температура воды, визуальные сведения о погоде;

б) вечером — атмосферное давление, ветер, температура воды, визуальная оценка погоды, направление и скорость течения.

Вся эта гидрометеорологическая информация собирается на крупных судах — плавучих базах, где используется не только для составления местных прогнозов погоды, но и для уточнения прогнозов гидрометеорологических условий, принимаемых по радио или с помощью факсимильной аппаратуры с береговых центров. В дальнейшем эти данные, отсылаемые в Японию, представляют собой ценнейший материал для исследования взаимодействия океана и атмосферы, которое особенно существенно в тропических широтах, где атмосфера сильно нагревается от поверхности океана и обогащается влагой. На этой основе изучаются особенности циркуляции атмосферы в низких широтах и, в частности, возникновение и перемещение тропических ураганов.

Кроме японских рыболовных флотилий, лов тунца с помощью кошельковых неводов ведут суда США в восточной части Тихого океана. Они также собирают соответствующую гидрометеорологическую информацию, используемую для упомянутых выше исследований в США. Известно также, что некоторые крупные японские рыболовные суда передают иногда метеорологические данные некоторым береговым станциям США.

Кроме районов промысла тунцов, охватывающих большие пространства акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов, на каждом из них имеются рыбные промыслы, расположенные над континентальным шельфом. В Атлантике к ним относится траловый лов рыбы советскими, польскими, японскими, испанскими и другими судами у Западной и Юго-Западной Африки. Гидрометеорологические наблюдения, собираемые рыболовными судами с акватории данного района, представляют большой интерес для изучения взаимодействия материка и океана, а также особенностей взаимной зависимости океанских и воздушных течений. Некоторые другие районы массированных рыбных промыслов, такие, как траловый лов у острова Медвежий, лов сельди в Норвежском море, траловый лов у берегов Гренландии, в проливе Девиса и у полуострова Лабрадор, осуществляемый советскими, норвежскими, исландскими, канадскими и другими рыболовными флотилиями, представляют большой интерес для сбора метеорологической и океанографической информации. Данные о гидрометеорологических условиях в районах этих рыбных промыслов, расположенных в зонах стыка теплых и холодных течений, дрейфа льдов и активной циклонической деятельности имеют существенное значение для изучения взаимодействия океана и атмосферы, циркуляции атмосферы в умеренных широтах, оказывающих огромное влияние на климат Европы. Исследование этих процессов играет важную роль в усовершенствовании прогнозов погоды различной заблаговременности. Кроме того, гидрометеорологические набюдения рыбопромысловых судов в районе Нью-Фаундленской банки и в заливе Мэн позволяют выявить целый ряд местных особенностей в формировании погоды в сложных условиях взаимодействия Гольфстрима и холодного Лабрадорского течений, а также больших массивов суши.

С востока к Северной Атлантике примыкает крупный рыбопромысловый район, охватывающий Баренцево море, являющееся, как известно, одним из окраинных морей Северного Ледовитого океана. В Баренцевом море в течение круглого года осуществляется траловый лов рыбы на расстоянии 20—600 морских миль от берегов Норвегии. Здесь ведут промысел советские, норвежские, английские, французские, западногерманские и другие рыболовные флотилии, состоящие из сейнеров и траулеров различного тоннажа, преимущественно 100—400 рег. брутто-тонн, а также более крупных траулеров, плавучих баз, рефрижераторов и транспортных судов. Гидрометеорологическая информация с акватории Баренцева моря оказывается очень полезной для изучения условий обледенения рыбопромысловых судов, формирования ледового покрова моря, проникновения теплых атлантических вод в арктические районы и условий погоды.

Крупным рыбопромысловым районом является северная часть Тихого океана и Берингова моря, где отмечается большая концентрация японских рыболовных флотилий. Одни из них состоят из дрифтеров тоннажем 75—85 рег. брутто-тонн, сопровождаемые и обеспечиваемые крупными плавучими базами. Эти суда, равномерно размещаясь вокруг Алеутских островов и у Камчатки, ведут ловлю лосося плавными сетями с начала мая до конца июля. Другие флотилии, состоящие из рыболовецких судов тоннажем 70—100 рег. брутто-тонн, плавучих баз тоннажем до 10 000 рег. брутто-тонн и больше, снабженческих и транспортных судов, проводят траловый лов рыбы с конца апреля до конца сентября в районе бухта Бристоль—Олюторск и от мыса Олюторск до острова Унимак. Японские краболовные флотилии, в составе которых имеются крупные плавучие базы до 10 000 рег. брутто-тонн, ведут промысел в районе бухта Бристоль—Камчатка с апреля по май включительно и с конца июня по осень включительно. Японские флотилии, состоящие из рыболовецких судов тоннажем 50—100 рег. брутто-тонн, плавучих баз до 10 000 рег. брутто-тонн, вспомогательных и транспортных судов, в течение пяти месяцев (с апреля до конца сентября) занимаются ярусным ловом рыбы почти на всей акватории Берингова моря до островов Прибылова и Алеутских островов.

Большие советские рыболовные флоты, состоящие из рыболовецких судов, плавучих баз и транспортных судов, также занимаются промыслом в течение всего года в районах от Охотского моря до залива Аляски и в Беринговом море. Небольшие американские и канадские суда 40—60 рег. брутто-тонн ведут ярусную ловлю палтуса в течение двух месяцев или меньше. Довольно большое количество американских судов занимаются ловлей крабов в северо-западной части залива Аляски. Размер этих судов весьма разнообразен, но в основном 100—300 рег. брутто-тонн.

На всех вышеупомянутых рыболовных флотах Японии, СССР, США и Канады собирается гидрометеорологическая информация с акватории Тихого океана и его окраинных морей севернее 50° с. ш. Несмотря на то, что эти сведения часто носят сезонный характер, научное и практическое значение их огромно. Они позволяют не только изучать гидрометеорологическую обстановку промысла и ее влияние на эксплуатацию рыболовецких судов, включая обледенение последних, но также режим вод и погоды северной части Тихого океана. Это играет существенную роль в разработке различных характеристик состояния моря и погоды, а также методов прогноза некоторых гидрометеорологических явлений.

В водах Южного полушария гидрометеорологическая информация поступает от отдельных рыбопромысловых судов, плавающих в районах юго-восточнее Новой Зеландии (Тихий океан) и южнее Новой Зеландии и Австралии (Индийский и Тихий океаны). Более систематическими гидрометеорологическими наблюдениями являются данные китобойных флотилий (советских, японских и норвежских), занимающихся промыслом с декабря по март. Каждая китобойная флотилия состоит приблизительно из 15 судов, в том числе 10 судов-китобойцев по 300—500 рег. брутто-тонн, большой плавучей базы (китобойной матки) и двух или трех транспортных судов по несколько тысяч тонн каждая. Китобойцы обычно занимаются промыслом в пределах радиуса 100 миль (185 *км*) от плавучей базы, но вся флотилия постепенно все время передвигается, чтобы охватить большой район.

За последнее время основные районы китобойного промысла находились между 40°—50° ю. ш., хотя промысел происходил также между 50—70° ю. ш. Наиболее интенсивно китобойный промысел осуществляется в Южной Атлантике между 60° з. д. и 30° в. д. Интенсивность промысла уменьшается от этого района к югу Австралии. Промысел ведется также в южной части Тихого океана. Гидрометеорологические наблюдения китобойных флотилий, плавающих в южной Атлантике, несмотря на сезонность, представляют ценный источник сведений о погоде, климате и гидрологии вод Южного полушария.

Рассмотренные выше данные позволяют сказать, что промысловые флоты мира играют большую роль в получении океанографической и метеорологической информации с акватории Мирового океана, имея в виду, что рыболовные и китобойные суда производят гидрометеорологические наблюдения во время перехода в районы промысла и на обратном пути. Однако полная возможность использования промысловых флотов для проведения наблюдений в нижних и верхних слоях атмосферы еще далеко не исчерпана. В частности, кажется очевидным, что суда-базы мировых рыболовных и китобойных флотилий могут стать хорошими станциями для проведения наблюдений в верхних слоях атмосферы, особенно те из них (например, японские в тунцеловных флотилиях), которые находятся в тропических широтах обеих полушарий, а китовые матки — в водах Южного полушария. Кроме того, промысловые суда могли бы собирать ценные океанографические данные. К примеру, рыболовные суда некоторых стран уже сотрудничают в сборе метеорологической информации, и поэтому Всемирная Метеорологическая Организация при ООН уже принимает меры для привлечения рыболовных и китобойных флотилий всех стран к активному участию в метеорологических и океанографических наблюдениях [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов А. В. Международное линейное судоходство и участие в нем советского флота. ЦБНТИ ММФ. Серия «Экономика и организация работы флота», № 5(95), М., 1968.

2. Ишков А. А. На далеких меридианах. Морской сборник, № 7, 1967.

3. Fishermen and the weather. By K. Terada. FAO Fisheries Technical Paper № 71. FRm/l 71 (En) meteorology. Food and Agriculture Organisation of the United Nations. Rome 1968.

4. „Meteorological Observations from mobile and fixed ships" World Weather Watch Planning Report № 7 WMO. Secretariat of the world meteorological organisation. Geneva. Switzerland 1966.

СОДЕРЖАНИЕ

Часть первая

Региональные исследования

Часть вторая

Теоретические и методические разработки

CONTENTS

Part I

Regional investigations

Part II

Methods