В. Б. ШТОКМАН

ПРОВЕРЕНО
1951 г
Проверена
19 60
551.46
Ш-92

ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ В ОКЕАНАХ

ОСНОВЫ ТЕОРИИ

10892

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАД • 1948

АННОТАЦИЯ

В книге В. Б. Штокмана впервые излагаются основы теории экваториальных противотечений, отвечающей на все главные вопросы этой проблемы. Разработанная автором теория показывает, какую большую роль играет неравномерность ветра как фактор, возбуждающий горизонтальную и вертикальную циркуляции в море, — обстоятельство, до сих пор не учитывавшееся мореведами. Поэтому данная книга окажется полезной и для широкого круга мореведов, научные и практические интересы которых могут быть далекими от собственно проблемы экваториальной циркуляции в океанах. Книга может быть использована и как пособие студентами старших курсов гидрометеорологических вузов и геофизических факультетов университетов, а также аспирантами той же специальности. Наконец, обзорная часть монографии вместе с особо выделенными итогами теории может быть использована географами, не обладающими необходимой для чтения книги в целом физико-математической подготовкой.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие . . . . . .

1. Общая характеристика экваториальных противотечений 5
2. Критический очерк истории вопроса о происхождении экваториальных противотечений 23
3. Некоторые результаты экмановской теории морских течений 38
4. Основы теории экваториальных противотечений 50
5. Теоретическая схема топографии поверхности океана и линий тока геострофической циркуляции в области противотечения. Скорость противотечения в штилевой зоне 57
6. Схема результирующей циркуляции на поверхности океана в области противотечения 63
7. Поперечная (меридиональная) циркуляция в области противотечения 71
8. Оценка возможности противотечения при отсутствии штилевой полосы у экватора 76
9. Общий способ оценки возможности противотечения и определения его границ 83
10. Полные потоки в области противотечения 90
11. О диссипации энергии в системе экваториальных течений и противотечения 93
12. Выяснение границ области сгонно-нагонного эффекта пассатов . . . 105
13. Обобщение теории на случай продольно-поперечной неравномерности зональной составляющей пассатов 112
14. Приложение теории к объяснению прерывного распространения противотечения на поверхности океанов 115
15. Приложение теории к объяснению некоторых особенностей меридионального профиля поверхности Тихого океана 126
16. Косвенное определение скоростей пассатов в экваториальной области Тихого океана 133
17. Возможны ли противотечения в безбрежном океане, обусловленные локальной неравномерностью ветра 138
18. Итоги теории и перспективы дальнейших исследований 148

Литература 155

ПРЕДИСЛОВИЕ

В каждой науке, пожалуй, можно найти проблемы, с давных пор привлекающие внимание исследователей и, несмотря на усилия многих ученых, решенные лишь совсем недавно, либо поныне не решенные. Чем старше данная наука, тем, естественно, старее и подобного рода задачи, которыми, как известно, особенно изобилует древнейшая из наук — математика.

К такого рода проблемам физической океанографии, молодой сравнительно науки, в первую очередь, без сомнения, следует отнести старый и, несмотря на это, очень важный в настоящее время вопрос о происхождении экваториальных противотечений в океанах. Над решением этой проблемы более шестидесяти лет работают выдающиеся зарубежные геофизики и географы. Однако, несмотря на совместные усилия многих мореведов, в решении проблемы экваториальных противотечений до настоящего времени не получено существенных результатов. Почти все попытки в указанном направлении носили характер элементарных суждений, зачастую разноречивых и ошибочных. Сколь же нибудь полной физико-математической теории экваториальных противотечений, убедительно отвечающей на все главные вопросы этой проблемы, до настоящего времени вовсе не существовало. В этой книге автор излагает разработанные им основы теории экваториальных противотечений. Изложению теории автор предпосылает сводку данных наблюдений, характеризующих экваториальные противотечения и связанные с ними явления, а также критический очерк вопроса о происхождении экваториальных противотечений.

Далее автор отмечает, какую большую роль играет поперечная неравномерность ветра, как фактор, возбуждающий горизонтальную циркуляцию в море. Это обстоятельство до сих пор не учитывалось мореведами. Полученные с помощью излагаемой здесь теории результаты приложимы к вопросам о морских противотечениях вообще, вопросам, включающим как частный случай и проблему экваториальных противотечений; экваториальная циркуляция в океанах является в этом смысле лишь типичным примером динамического эффекта поперечной неравномерности ветра.

Вот почему автор надеется, что данная книга может оказаться полезной и для широкого круга мореведов, научные и практические интересы которых могут быть весьма далекими от проблемы экваториальной циркуляции в океанах.

---

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ПРОТИВОТЕЧЕНИЙ

Экваториальное противотечение является самым удивительным по своему постоянству и загадочности происхождения течением. Оно расположено в виде узкой полосы между северным и южным экваториальными течениями и направлено в сторону им противоположную — на восток. Из рис. 1*a*, 1*b*, 2*a* и 2*b*, изображающих схемы океанической циркуляции зимой и летом северного полушария, видно, что экваториальное противотечение ярко выражено в Атлантическом и особенно в Тихом океанах, причем наибольшего развития экваториальное противотечение достигает в указанных океанах летом северного полушария. Напротив, в Индийском океане экваториальное противотечение заметно лишь зимою, а летом совершенно отсутствует. При всем том, как это видно из рис. *1a*, *1b*, 2*a* и 2*b*, экваториальное противотечение не располагается точно на самом экваторе, а несколько сдвинуто к северу от экватора в Атлантическом и Тихом океанах и к югу от экватора в Индийском океане.

Остановимся вкратце на характеристике экваториальных противотечений для названных океанов в отдельности.

В Атлантическом океане экваториальное противотечение более известно под названием Гвинейского течения потому, что оно наиболее резко выражено вблизи африканских берегов (Верхняя Гвинея) и в Гвинейском заливе. В западной части океана (до 50° W) противотечение менее заметно.

Экваториальное противотечение в Атлантическом океане впервые, повидимому, обнаружил Генрих Бергауз (1837 г.), который объяснил наблюдавшийся в восточном направлении дрейф одного из парусных судов „ранее неизвестным, теплым восточным течением, направленным к побережью Африки". Подтверждение существования противотечения и его сезонных изменений дано в последующем Финдлеем (1853 г.), Кольдвеем (1875 г.), Гофманом (1884 г.) и Крюммелем [1] (1877 г.).

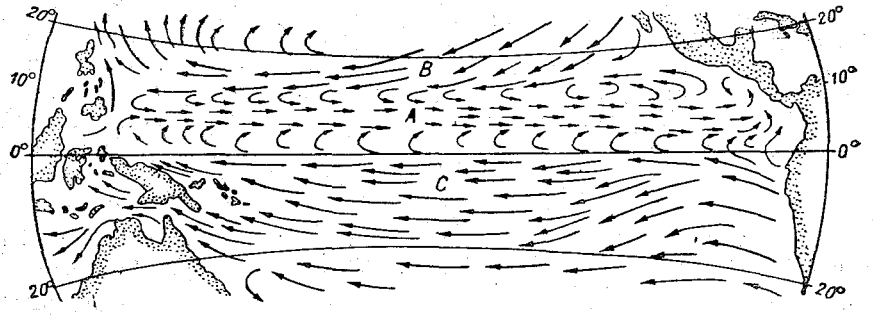
Позднее, на основании обработки обширного материала, собранного голландским метеорологическим институтом, появился ряд сообщений, посвященных описанию Гвинейского течения. Путем обобщения этих работ Дефантом [2] была составлена сводная таблица главных характеристик Гвинейского течения, относящихся преимущественно к западной его части (табл. 1).

Некоторые уточнения приведенной таблицы дают работы Шумахера [3] и Торадэ [4]. Так, согласно Шумахеру, экваториальное противотечение зарождается летом северного полушария в области с долготой 53° W и широтой 10° N, т. е. значительно западнее, нежели это следует из таблицы Дефанта. Торадэ указывает и верхние пределы, которых

Таблица 1

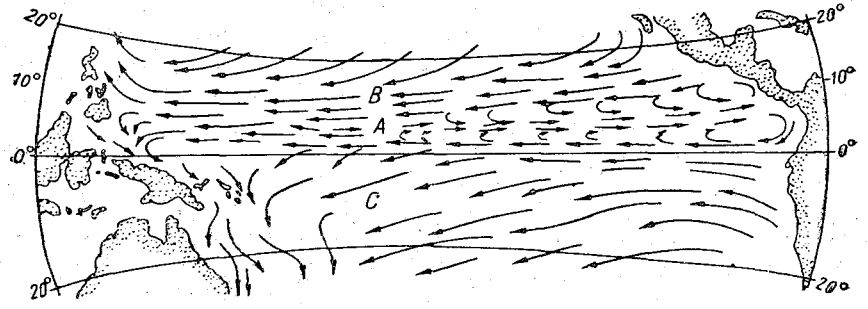
Характеристика экваториального противотечения в Атлантическом океане

Сезон	Степень развития	Западное распространение	Меридиональное распространение	Средняя скорость (в см/сек.)	Устойчивость (в %)
Зима северного полушария	Слабое	до 20—25° W	3— 7° N	17—32	10—30
Лето северного полушария	Сильное	„ 40—45° W	3—11° N	42—62	50—90



Лето северного полушария
A - экваториальное противотечение
B - северное экваториальное течение
C - южное экваториальное течение

Рис. 1*a*. Схема течений на поверхности тропической области Тихого океана. Лето северного полушария (по Ю. М. Шокальскому).

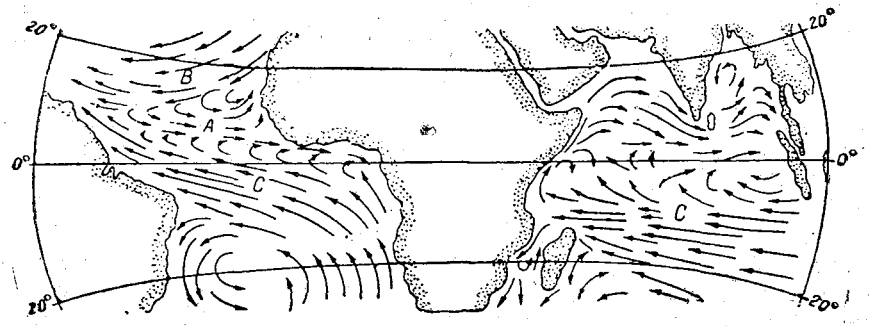


Зима северного полушария
A - экваториальное противотечение
B - северное экваториальное течение
C - южное экваториальное течение

Рис. 1*b*. Схема течений на поверхности тропической области Тихого океана. Зима северного полушария (по Ю. М. Шокальскому).

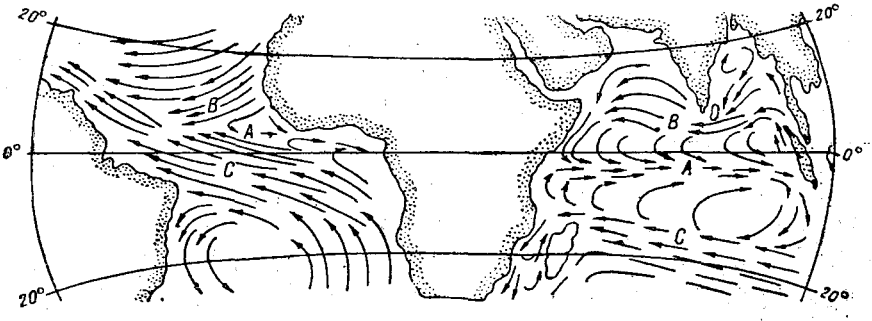
достигают скорости экваториального противотечения в Атлантическом океане: 190 см/сек. у Гвинейского побережья и 151 см/сек. в западной части течения (!).

Восточная часть экваториального противотечения в Атлантике (к Е от 10° W), т. е. собственно Гвинейское течение, значительно устойчивее



Лето северного полушария
А - экваториальное противотечение
В - северное экваториальное течение
С - южное экваториальное течение

Рис. 2*а*. Схема течений на поверхности тропических областей Атлантического и Индийского океанов. Лето северного полушария (по Ю. М. Шокальскому).



Зима северного полушария
А - экваториальное противотечение
В - северное экваториальное течение
С - южное экваториальное течение

Рис. 2*b*. Схема течений на поверхности тропических областей Атлантического и Индийского океанов. Зима северного полушария (по Ю. М. Шокальскому).

западной его части и не обладает столь резко выраженными сезонными изменениями, которые характерны для последней. Восточная часть течения круглый год находится в северном полушарии между 3 и 12° N, и граница его с южным экваториальным течением (2—4° N) всегда отчетливо заметна. Устойчивость восточной части течения достигает временами 100%, и оно направлено почти строго с запада на восток.

Течение в целом имеет клинообразную форму: оно наиболее широко у африканских берегов и суживается в западном направлении, где наблюдается в виде очень узкого потока, зарождающегося невдалеке от берегов Южной Америки. Наибольшие скорости экваториального противотечения в Атлантическом океане наблюдаются в сравнительно тонком поверхностном слое. С увеличением глубины от поверхности океана скорости течения быстро затухают, и на глубинах более 300 м течение вовсе не обнаруживается (при современной технике океанографических измерений).

В Тихом океане экваториальное противотечение изумляет нас, прежде всего, своей громадной протяженностью. Наподобие реки, зажатой между экваториальными течениями, оно пересекает весь Тихий океан от западных его окраин (о. Минданао) до берегов Америки (Панамский залив). Впервые его обнаружил упоминавшийся выше Финдлей, а затем Пульс (1885 г.), который подметил и сезонные изменения течения. Приводимая сводная таблица, составленная Дефантом [2], содержит основные характеристики экваториального противотечения в Тихом океане (табл. 2).

Таблица 2

Характеристика экваториального противотечения в Тихом океане

Сезон	Степень развития	Западная часть		Средняя часть		Восточная часть	
		Меридиональная протяженность	Средняя скорость (в см/сек.)	Меридиональная протяженность	Средняя скорость (в см/сек.)	Меридиональная протяженность	Средняя скорость (в см/сек.)
Зима северного полушария (XII—III)	Слабое	4—7° N	42—87	4—7° N	Слабое, изменчивое	5—9° N	108—61
Лето северного полушария (V—IX)	Сильное	5—9° N	133	5—9° N	108—103	4—12° N	61—42

Указанные в таблице скорости экваториального противотечения значительно больше скоростей противотечения в Атлантике. Несмотря на это, Свердруп [7] полагает, что величина скоростей 50—60 см/сек. достаточно хорошо характеризует среднюю величину скорости противотечения в Тихом океане.

Как показали океанографические наблюдения на корабле „Карнеги", экваториальное противотечение в Тихом океане, так же как и в Атлантическом не распространяется глубже 300—400 м. Скорости противотечения быстро затухают с увеличением глубины, и ниже 200 м скорость течения, повидимому, не более нескольких сантиметров в секунду.

Сезонные изменения экваториального противотечения в Тихом океане также сходны с изменениями этого течения в Атлантике. Летом противо-

течение в Тихом океане обладает поразительной устойчивостью, и его границы, располагающиеся в среднем между 4—10° N, особенно резко выражены. В частности, как замечает Дефант [2], северная граница противотечения видна летом наглаз как линия раздела вод различного оттенка, пересекающая поверхность океана от горизонта до горизонта. Зимой противотечение значительно слабее, особенно в западной части океана. Восточная часть течения как летом, так и зимою обладает наибольшей шириною, но увеличение ширины противотечения с запада на восток в Тихом океане не столь резко, как в Атлантическом.

В Индийском океане противотечение заметно лишь зимой при NE муссоне. Однако, в противоположность Тихому и Атлантическому океанам, оно располагается в южном полушарии на широте от 2 до 10° S. Скорости противотечения достигают там величины 21—42 см/сек. Летом при SW муссоне противотечение исчезает совсем. Южное экваториальное течение при этом поднимается к северу до 5° S. Севернее этого района имеются значительные по скорости муссонные течения к востоку и северо-востоку. Смена течений, в соответствии со сменой муссона в Индийском океане, приурочена к апрелю и октябрю.

Более подробные сведения о противотечении в Индийском океане отсутствуют. По мнению Дефанта [2], исследовавшего вопрос о причинах возникновения экваториальных противотечений (на этом мы остановимся в следующем разделе), вся гидрометеорологическая обстановка, сопутствующая экваториальному противотечению в Индийском океане, значительно сложнее и запутаннее условий, в каких существует экваториальное противотечение в Атлантическом и Тихом океанах.

Важно заметить, что положение экваториального противотечения в Тихом и Атлантическом океанах примерно совпадают с расположением полосы штиля между NE и SE пассатами. Область затишья там приурочена к положению „теплового экватора", сдвинутого, как известно, к северу от географического экватора. При всем том сезонное смещение меридиональных границ противотечения совпадает в названных океанах с сезонными изменениями положения штилевой области между пассатами. В отмеченных особенностях экваториальных противотечений легко убедиться, если рассмотреть табл. 3.

Наблюдения показывают, что экваториальное противотечение на своих краях нередко направлено против ветра. Это явление наблюдается не только в открытых частях океана, но и поблизости материков, где противотечение иногда бывает направлено целиком против ветра [5].

Естественно, что громадные скорости экваториальных противотечений вместе с их местонахождением, преимущественно в штилевой зоне, являлись серьезным препятствием для плавания парусных судов в западном направлении и содействием — в восточном направлении.

Здесь не лишним будет привести в целях сравнения со скоростями экваториальных противотечений некоторые данные о скоростях экваториальных течений; при этом мы будем основываться на данных наблюдений, обобщенных Крюммелем [1] и Шоттом [6].

В Атлантическом океане средняя скорость северного экваториального течения в областях южнее 20° N составляет 31—36 см/сек. Максимальные, отмеченные наблюдениями скорости этого течения достигают вели-

чины 87 см/сек. зимой северного полушария (в период между декабрем и июнем). Летом северного полушария скорости северного экваториального течения могут достигать величины 66 см/сек. Южное экваториальное течение в Атлантическом океане отличается весьма значительной устойчивостью (особенно вблизи экватора), и скорости его превышают скорости северного экваториального течения. Наибольшей скоростью южное экваториальное течение обладает летом северного полушария. В это время года средняя скорость его для широт между 8° S и 4° N составляет около 60 см/сек. Устойчивость течения в летнее время более 80%. Максимальные из наблюдавшихся скоростей южного экваториального течения в Атлантике (150 см/сек.) приходятся на лето северного полушария. Сравнивая скорости экваториального противотечения в Атлантическом океане с приведенными выше скоростями экваториальных течений, можно сказать, что, в общем, скорости эти одного и того же порядка, причем северный экваториальный поток имеет несколько меньшую, а южный экваториальный поток несколько большую скорость по сравнению со скоростью экваториального противотечения.

Таблица 3

Среднее положение штилевой области, противотечения и экваториальных границ пассатов в Тихом и Атлантическом океанах

	Март		Сентябрь	
	Атлантический океан	Тихий океан	Атлантический океан	Тихий океан
Область NE пассатов	26—3° N	25—5° N	35—11° N	30—10° N
Штилевая область	3° N — экватор	5—3° N	11—3° N	10—7° N
Область SE пассатов	экватор — 25° S	3° N—28° S	3°N—25° S	7°N—20° S
	Зима северного полушария		Лето северного полушария	
Область экваториального противотечения	7—3° N	7—4° N	11—3° N	9—5° N

В Тихом океане средняя скорость северного экваториального течения характеризуется величинами 26—41 см/сек., т. е. мало отличается от средней скорости северного экваториального течения в Атлантике. Устойчивость же северного экваториального течения в Тихом океане (до 80%) превышает устойчивость этого потока в Атлантике.

Южное экваториальное течение в Тихом океане, так же как и в Атлантическом, обладает большой устойчивостью особенно вблизи экватора, и скорости его в этой области превышают скорости северного экваториального течения. В среднем скорость южного экваториального течения в Тихом океане вблизи экватора составляет 40—42 см/сек., но порой может достигать значений 87—102 см/сек. Наблюдались и скорости

154 см/сек. Таким образом, в Тихом океане скорость экваториальных течений одного порядка со скоростью экваториального противотечения. При этом скорости экваториальных течений обладают явной тенденцией быть несколько ниже скорости экваториального противотечения, что относится особенно к скорости северного экваториального течения.

Здесь уместно привести интересные результаты косвенных вычислений скорости экваториального противотечения и прилегающих к нему частей экваториальных потоков, которые были проделаны Свердрупом [7] по данным распределения плотности на меридиональном разрезе (140° W) в Тихом океане, полученном в экспедиции на корабле „Карнеги".

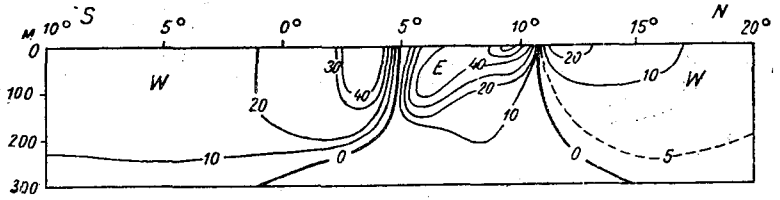


Рис. 3. Распределение скоростей течения (в см/сек.) в вертикальной плоскости меридионального разреза (140° W) Тихого океана по данным экспедиции на „Карнеги" (W — западное течение, E — восточное течение).

На рис. 3 изображены изотахи (скорости в см/сек.) на упомянутом меридиональном разрезе, проведенные Свердрупом путем вычисления скорости геострофического течения[1], пользуясь хорошо известным „динамическим" методом Бьеркнеса—Сандстрема [8], [9] (при этом принималось, что движение полностью отсутствует на глубине 700 м). Следует иметь в виду, что вблизи экватора значение скоростей, вычисленных динамическим методом, не может быть надежным потому, что множитель $\sin\varphi$ (φ — широта), входящий в знаменатель формулы, определяющей значение скорости по методу Бьеркнеса—Сандстрема, при приближении к экватору ($\varphi = 0$) стремится к нулю, и небольшая ошибка в определении разности динамических высот влечет значительные погрешности в значении скорости течения.

Тем не менее, как замечает Свердруп, построенная им картина распределения скоростей течений оказалась не слишком далекой от действительности. Полученные скорости экваториальных течений (направленных на запад) и экваториального противотечения (направленного на восток) обладают примерно тем же порядком, что и упоминавшиеся выше скорости, известные нам по данным наблюдений. На рис. 3 отчетливо видно экваториальное противотечение, границы которого (изотахи 0) расширяются с увеличением глубины. Весьма любопытным является тот факт, что максимальные скорости экваториальных течений прижаты к границам противотечения.

---

[1] Под геострофическим течением, согласно терминологии, предложенной Джеффрисом, подразумевается течение, определяемое горизонтальными градиентами давления в морской воде и отклоняющей силой вращения земли.

В заключение характеристики экваториальных противотечений нельзя не остановиться на данных о структуре водных масс и топографии поверхности океана в интересующей нас области. Эти данные, так же как и предыдущие, понадобятся нам в дальнейшем.

Вертикальное распределение температуры в тропической и субтропической областях Атлантического океана характеризуется наличием слоя резкого скачка температуры, положение которого приурочено к глубинам 20—150 м от поверхности. Этот слой скачка температуры разде-

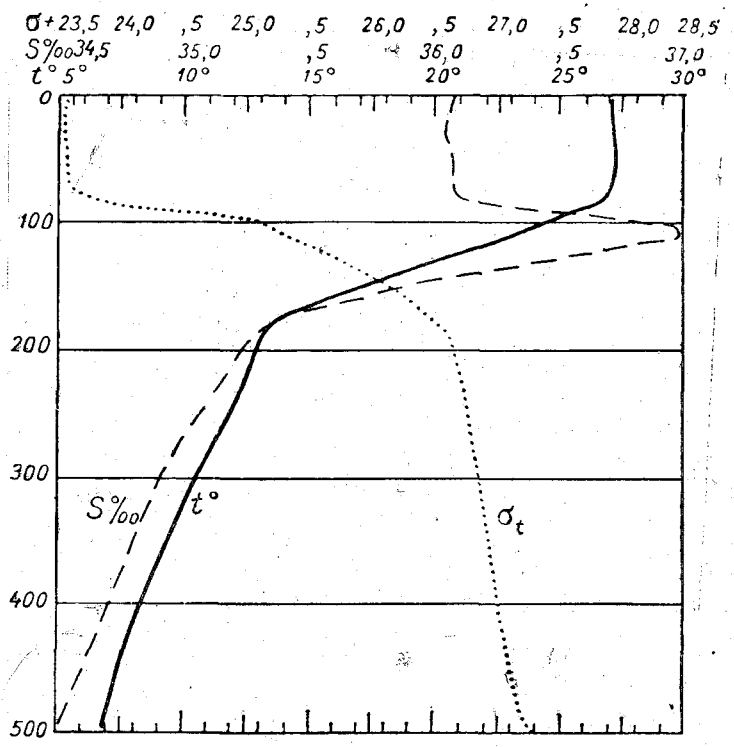


Рис. 4. Вертикальное распределение температуры ($t°$), солености ($S‰$) и условной плотности in situ (σ_t) в экваториальной области Атлантического океана ($\varphi = 2{,}1°$ S, $\lambda = 39°3'$ W).

ляет толщу воды на два слоя: верхний почти гомотермический слой и нижний слой, в котором происходит медленное уменьшение температуры. Вертикальное распределение солености также характеризуется наличием верхнего почти гомохалинного слоя. Дальнейшее же изменение солености с увеличением глубины характеризуется: либо некоторым увеличением солености сразу после гомохалинного слоя, а затем постепенным уменьшением ее вплоть до низких соленостей субполярных промежуточных вод (рис. 4) (что характерно для экваториальной области), либо отсутствием в вертикальном распределении солености промежуточного максимума, примыкающего к нижней границе гомохалинного слоя и быстрым уменьшением солености до солености субпо-

лярной промежуточной воды. Как это видно из рис. 4, в результате описанного вертикального распределения солености и температуры распределение плотности таково, что всю толщу океанской воды можно разделить на три слоя: верхний гомогенный слой, средний слой — резкого скачкообразного увеличения плотности и нижний слой, в котором происходит медленное увеличение плотности. Наблюдения указывают, что экваториальное противотечение заключено главным образом в пределах верхнего однородного слоя. Ниже слоя скачка плотностей скорости противотечения весьма малы. Таким образом, нижний слой, отделенный от верхнего однородного слоя физической поверхностью разрыва плотности, практически неподвижен. Наблюдения показывают, что процессы

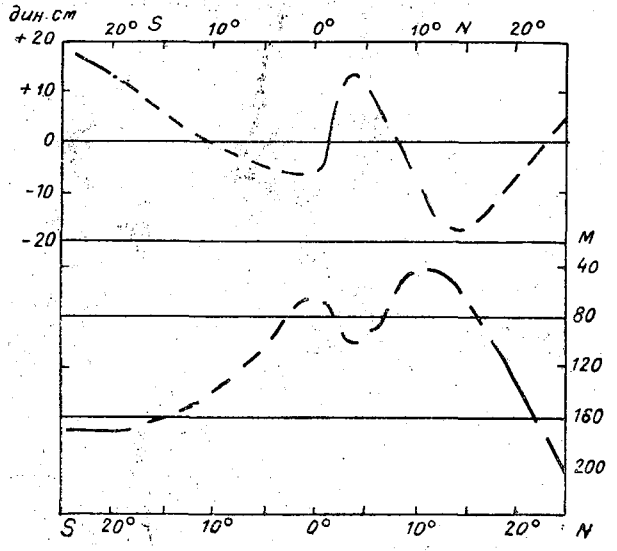


Рис. 5. Меридиональное сечение Атлантического океана (25° N — 25° S, 20—30° W).

Вверху: поверхность океана (увеличено в 400 раз по сравнению с нижней кривой). Высоты в дин. сантиметрах. Внизу: глубины (в м) слоя скачка плотности.

перемешивания, выравнивающие температуру и соленость воды в верхнем слое, не проникают за его пределы и не разрушают слоя скачка плотности, являющегося в этом смысле „запирающим“ слоем; вследствие этого вода ниже слоя скачка очень бедна кислородом.

Меридиональный профиль физической поверхности Атлантического океана и внутренней поверхности раздела плотности в области экваториальных течений и противотечения обладает весьма замечательными особенностями. В этом можно убедиться рассматривая рис. 5, на котором изображены указанные профили, построенные Дефантом [10] по данным наблюдений экспедиции на корабле „Метеор“. Понятно, что по принципу изостазии кривые меридионального изменения высот физической поверхности океана и глубин слоя скачка плотности зеркально копируют друг друга (в различных масштабах). Как видим, меридиональный профиль физической поверхности Атлантического океана характери-

зуется двумя впадинами, из которых одна находится на экваторе, а другая сдвинута от него к северу. Между этими впадинами возвышается „холм", гребень которого приурочен примерно к широте 4° N. В соответствии с этим на профиле слоя скачка плотности имеются два холма с впадиной между ними.

Замечательно, что упоминавшиеся выше максимумы в вертикальном распределении солености отсутствуют именно в области гребней холмообразного искривления слоя скачка. Это обстоятельство навело Дефанта [2] на мысль о том, что в указанных областях меридионального сечения Атлантики, повидимому, имеет место восходящий ток воды, тогда как вследствие компенсации в месте впадины слоя скачка (гребня поверхности океана), вероятно, имеется нисходящее движение. Если к тому же

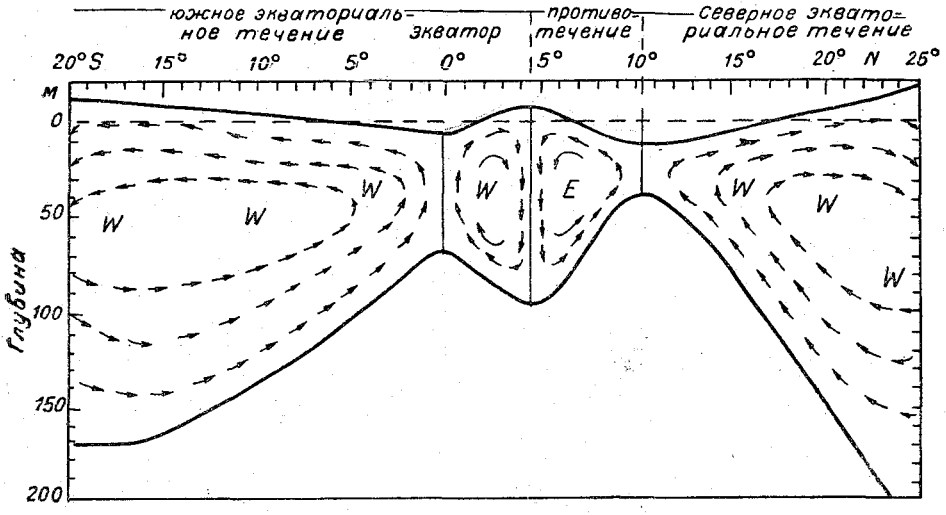


Рис. 6. Схема циркуляции в вертикальной плоскости меридиана для тропосферы Атлантического океана (по Дефанту) (W — западное течение, E — восточное течение).

учесть и хорошо известное соотношение, какое существует в поле кориолисовой силы между направлением наклона поверхности океана (или слоя скачка плотности) и направлением горизонтальной составляющей течения, то нетрудно наметить схему меридиональной циркуляции и разграничить области с противоположным направлением зональных составляющих течения (на запад и на восток). Подобного рода схема меридиональной и зональной циркуляции, предположительно намеченная Дефантом для экваториальной области Атлантического океана, указана на рис. 6.

Как видим, характерной особенностью схемы меридиональной циркуляции Дефанта является разделение ее (в экваториальной области) на ячейки, границами которых служат с одной стороны — экватор, а с другой — границы экваториального противотечения. В свою очередь, границы экваториального противотечения совпадают с гребнем и впадиной физической поверхности океана.

Очевидно, что при наличии подобного рода целлюлярной (ячеечной) циркуляции северная граница экваториального противотечения является местом дивергенции, а южная — конвергенции течения на поверхности океана, и движение воды в области экваториального противотечения должно носить винтообразный, спиралевидный характер.

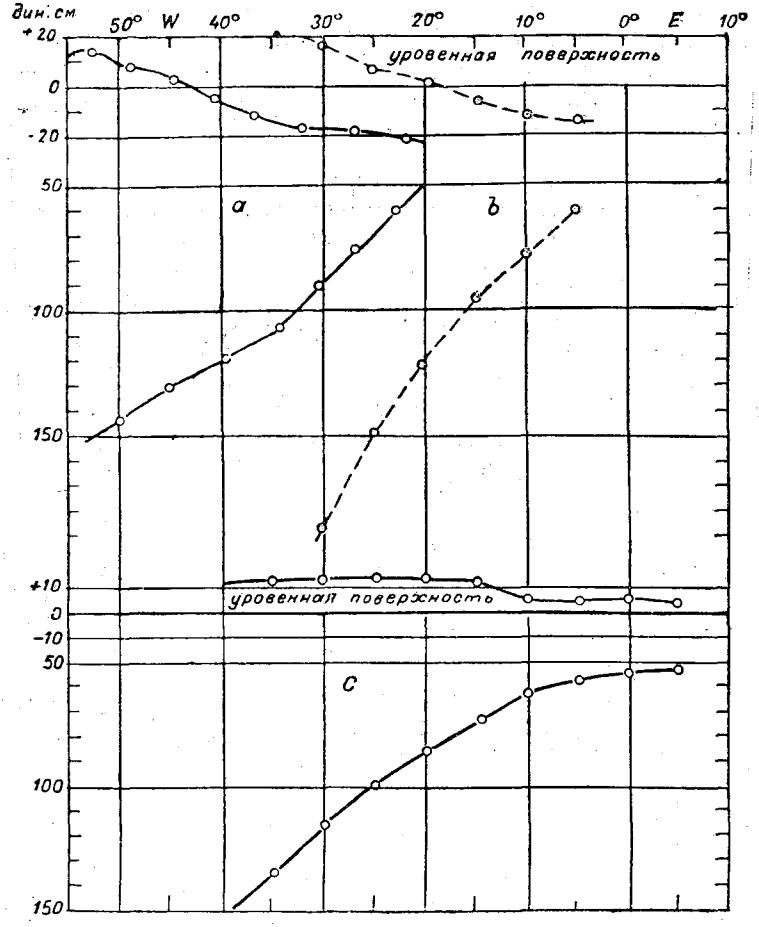


Рис. 7. Профили поверхности (физического уровня) Атлантического океана и слоя скачка плотности на разрезе.

a — вдоль северного экваториального течения, *b* — вдоль южного экваториального течения, *c* — вдоль экваториального противотечения.

Места дивергенции течения на поверхности океана, какими являются не только северная граница экваториального противотечения, но также и экватор, представляют собой области подъема глубинной воды, более богатой биогенными элементами (фосфор и др.). Вследствие этого в указанных областях должны создаваться условия для повышения биологической продуктивности. Действительно, наблюдения океанографических экспедиций подтверждают этот

вывод. Наблюдения на „Карнеги“ в Тихом океане (на них мы остановимся подробнее дальше) указывают, что вблизи экватора и северной границы экваториального противотечения имеет место резкое увеличение количества фитопланктона и биогенных веществ (рис. 14).

Весьма поучительно сопоставить только что приведенные данные о меридиональном, поперечном для экваториальных течений, профиле поверхности Атлантического океана с данными о зональном изменении поверхности Атлантического океана вдоль экваториальных потоков. Эти данные, полученные Дефантом [10] путем обработки наблюдений экспедиции на „Метеоре“, изображены в виде кривых продольного профиля на рис. 7.

Указанные на рис. 7 кривые зонального профиля физической поверхности океана как в области экваториальных течений, так и в области экваториального противотечения свидетельствуют о закономерном, почти линейном, повышении поверхности океана с востока на запад.

Обработка океанографических наблюдений вдоль экватора, осуществленная Монтгомери и Пальменом [11], показала, что подъем изобарических поверхностей в океане с востока на запад быстро затухает по мере увеличения расстояния (в децибарах) от физической поверхности океана. В этом можно убедиться рассматривая табл. 4, составленную путем осреднения динамических высот группы западных и восточных станций вдоль экватора в Атлантическом океане, причем расстояние между центрами двух групп станций составляет 3700 км.

Таблица 4

Осредненные динамические высоты для 5 западных и 5 восточных станций вдоль экватора в Атлантическом океане и результирующий наклон изобарических поверхностей

Изобарические поверхности (в дцб)	Динамические высоты (в дин. см)		Наклон
	западные станции	восточные станции	
0	137,3	123,4	$3{,}8 \cdot 10^{-8}$
50	114,7	100,6	3,0
100	96,9	93,7	0,9
150	86,2	85,7	0,1
200	78,5	78,1	0,1
300	65,1	64,0	0,3
400	52,9	52,3	0,2
500	42,6	42,1	0,1
600	33,0	32,7	0,1
700	24,2	23,6	0,2
800	15,6	15,1	0,1
900	7,5	7,3	0,1

Из приведенной таблицы видно, что зональный градиент давления у экватора в Атлантическом океане обладает значительной величиной лишь в слое 0—100 м (дцб). Интеграл градиента давления, взятый по вертикали от поверхности океана до глубины 150 м, составляет, по дан-

ным таблицы, 0,29 дин/см². На рис. 8 точками изображены отдельные значения динамических высот, а прямые линии наклона изобарических

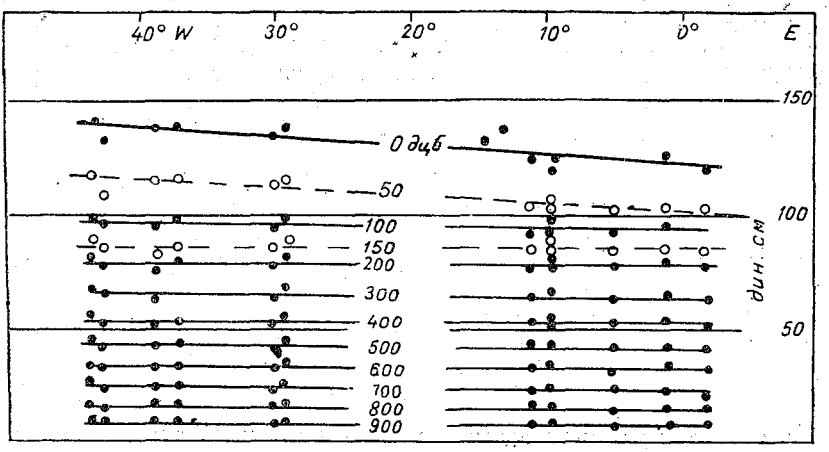


Рис. 8. Профили изобарических поверхностей в Атлантическом океане вдоль экватора. Давление 0 дцб — открытая поверхность океана (по Пальмену и Монтгомери).

Таблица 5

Динамические высоты на станциях вдоль экватора в Тихом океане и результирующий наклон изобарических поверхностей

Изобарические поверхности (в дцб)	Динамические высоты (в дин. см)		Наклон
	западные станции	восточные станции	
0	197,6	135,0	$4{,}5\cdot10^{-8}$
50	167,2	120,8	3,3
100	136,8	109,7	1,9
150	114,2	100,5	1,0
200	98,3	92,0	0,4
300	75,6	75,9	0,0
400	59,9	61,4	—0,1
500	47,3	49,4	—0,2
600	36,2	38,2	—0,1
700	26,0	27,4	—0,1
800	16,7	17,4	0,0
900	8,1	8,3	0,0
1 000	0	0	0

поверхностей проведены по осредненным данным, указанным в таблице. Как видим, рассеяние отдельных значений динамических высот невелико, и все они удовлетворительно ложатся на указанные на рис. 8 прямые.

Данные океанографических наблюдений вдоль экватора в Тихом океане более скудны, нежели в Атлантическом. Тем не менее, как показали

Монтгомери и Пальмен, и в Тихом океане имеет место затухание зонального градиента давления с увеличением глубины, как это видно из табл. 5, в которой приведены динамические высоты станций, разделенных расстоянием 14 000 км.

Из табл. 5 следует, что подъем поверхности Тихого океана вдоль экватора с востока на запад несколько превышает зональный подъем

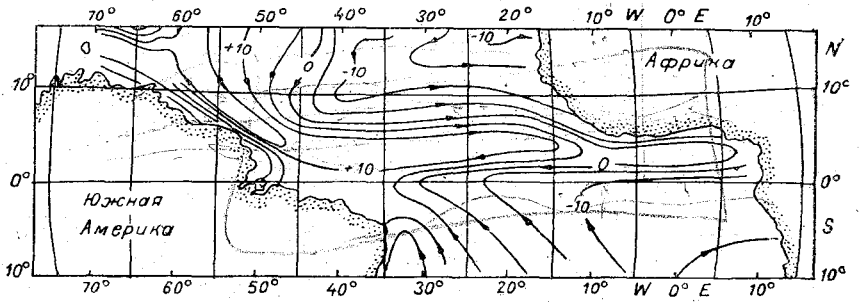


Рис. 9. Абсолютная топография поверхности (уровня) Атлантического океана. Динамические изобаты через 5 дин. см. (по Дефанту).

поверхности Атлантического океана. Кроме того, зональный градиент давления в Тихом океане распространяется на бо́льшую глубину, нежели в Атлантическом, ибо на глубине 200 м величина зонального градиента давления обладает еще ощутимой величиной $0{,}4 \cdot 10^{-8}$ CGS. Величина интеграла зонального градиента давления в пределах от поверхности Тихого океана до глубины 300 м составляет, по данным табл. 5, 0,45 дин/см^2.

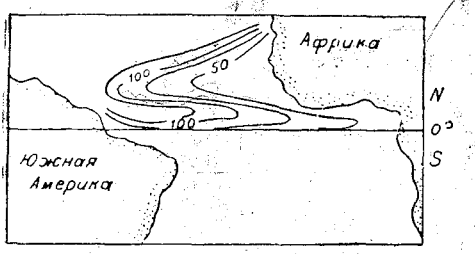


Рис. 10. Изолинии глубин слоя скачка плотности в тропической области Атлантического океана (по Дефанту).

Полную картину топографии поверхности Атлантического океана дает „динамическая“ карта, построенная Дефантом [10] по данным наблюдений на „Метеоре“. Часть этой карты, относящаяся к экваториальной области Атлантики, изображена на рис. 9. Как видим, линии равных высот точек поверхности Атлантического океана в области экваториальных течений и противотечения обладают весьма характерной зигзагообразной формой. Очевидно, что система изолиний равных высот поверхности океана должна быть подобна изолиниям равных глубин слоя скачка плотности, так как вертикальные расстояния до упомянутых поверхностей измеряются в противоположных направлениях. В противном случае упомянутые системы изолиний являлись бы зеркальным отображением друг друга. На рис. 10 изображены изолинии глубин слоя скачка плотности в рассматриваемой области Атлантики, обладающие, как и следовало ожидать, всеми особенностями топографии физической поверхности океана.

В Тихом океане вертикальная структура водных масс и топография поверхности океана в области экваториальных потоков и противотечения

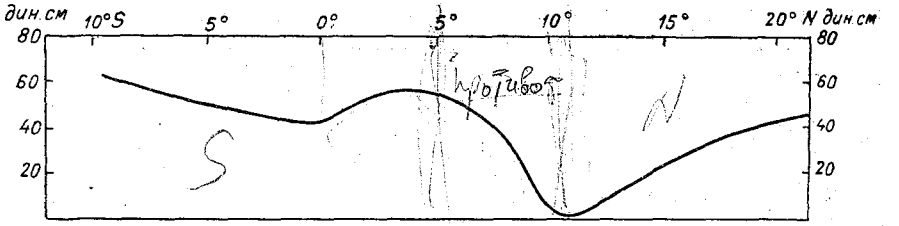


Рис. 11. Меридиональный профиль (140° W) поверхности (уровня) Тихого океана. Высоты в дин. сантиметрах (по Свердрупу).

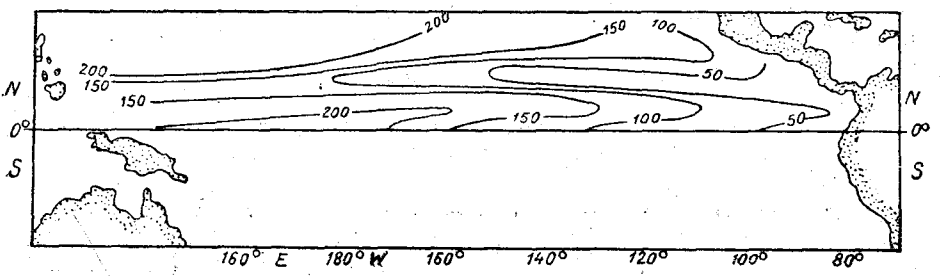


Рис. 12. Изолинии глубины (в м) слоя скачка плотности в тропической области Тихого океана (по (Свердрупу).

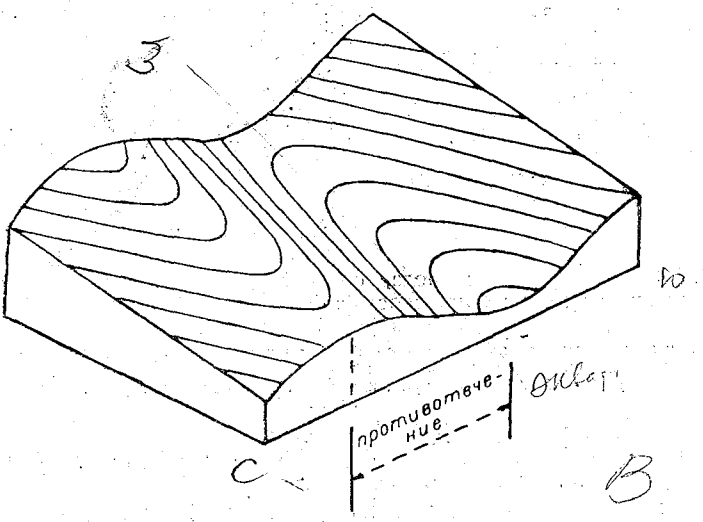


Рис. 13. Схематический макет топографии поверхности океана в тропической области (по Торадэ).

весьма сходны с только что приведенными данными, касающимися экваториальной области Атлантики. В этом можно убедиться, рассматривая,

например, меридиональный профиль (долгота около 140° W) поверхности Тихого океана (рис. 11), построенный Свердрупом [12] по данным наблюдений экспедиции на „Карнеги". Столь же сходны между собой и линии равных глубин слоя скачка в Атлантическом (рис. 10) и Тихом (рис. 12) океанах. В последнем случае система изолиний глубин слоя скачка, ко-

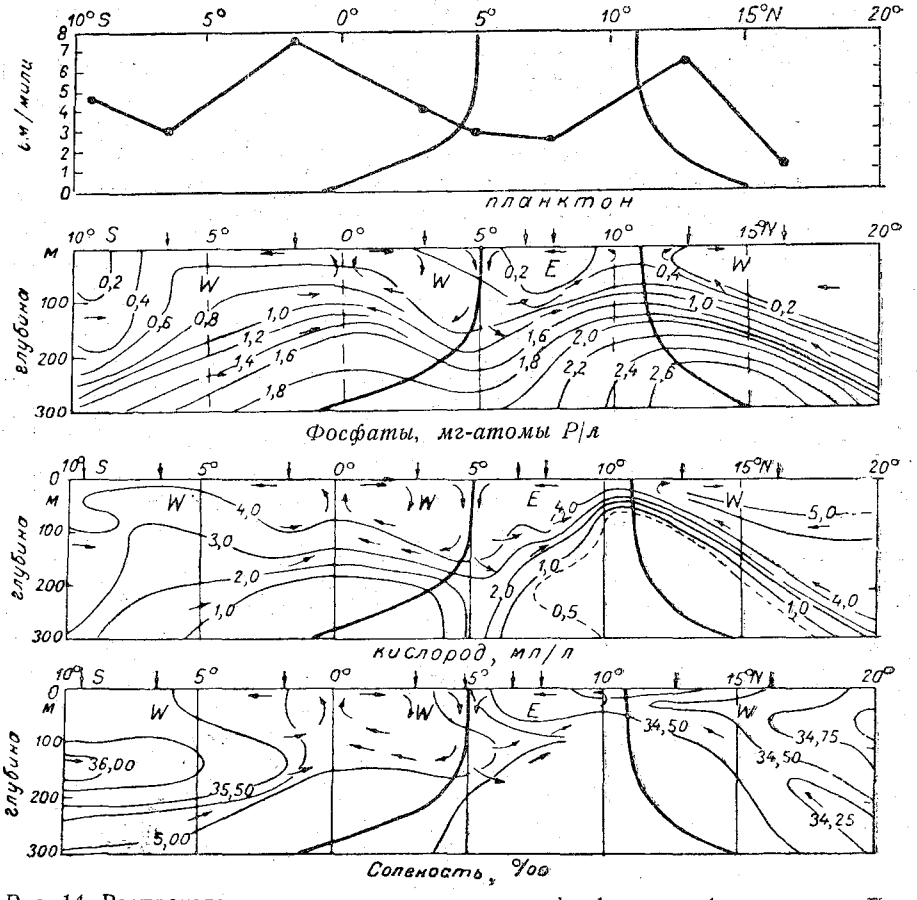


Рис. 14. Распределение кислорода, солености, фосфатов и фитопланктона и циркуляция в вертикальной плоскости меридионального разреза (140° W) Тихого океана (по Свердрупу).

Фосфаты, в миллиграммах элементарного фосфора на литр морской воды, умноженные на атомный вес фосфора. Фитопланктон, в сантиметрах массы получившейся от процеживания морской воды через специальный аппарат, который протягивается на расстоянии одной морской мили.

торым подобна и топография поверхности океана, носит еще более закономерный, зигзагообразный характер.

Изложенные здесь результаты наблюдений наглядно синтезировал Торадэ [4] в виде схематического макета топографии поверхности океанов в области экваториальных противотечений, изображенного в перспективе на рис. 13; на этом макете нанесены и линии равных высот точек поверхности океана. Важно заметить (рис. 13), что поверхность

океана не только линейно повышается в продольном направлении течений, обладая в то же время в поперечном сечении потоков волнообразной формой, но также и то, что высоты точек поверхности океана на северном крае области превышают высотные отметки поверхности на южной ее границе.

Остановим внимание читателя на любопытных особенностях в распределении солености, кислорода, планктона и фосфатов на упоминавшемся выше меридиональном разрезе Тихого океана (по данным наблюдений экспедиции на „Карнеги" [7]. На рис. 14, изображающем это распределение, отчетливо видно, как резко выгибаются вверх изолинии фосфатов в окрестности экватора и северной границы экваториального противотечения. Границы последнего для наглядности перенесены на графики рис. 14 с графика изотах (рис. 3). Отмеченные особенности в содержании фосфатов, несомненно, свидетельствуют о восходящих токах вблизи экватора и северной границы противотечения, являющимися, следовательно, линиями дивергенции течений на поверхности океана.

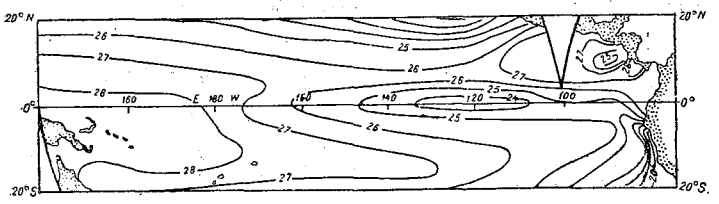


Рис. 15. Изотермы поверхности экваториальной зоны Тихого океана в феврале (по Свердрупу — Шотту).

В то же время увеличение содержания фосфатов вблизи экватора и северной границы противотечения является, несомненно, причиной резкого увеличения продуктивности фитопланктона в упомянутых областях океана, как это явствует из того же рис. 14. Некоторое смещение максимумов фитопланктона к северу и к югу от названных областей, повидимому, объясняется влиянием дрейфового переноса поверхностного слоя воды, увлекающего фитопланктон в указанном направлении.[1] Заметим, что эффект дивергенции течений вдоль экватора отчетливо сказывается и в распределении температур на поверхности экваториальной области Тихого океана. На рис. 15 и 16, изображающих это распределение в феврале и августе (по многолетним данным), видно, что зона экватора характеризуется пониженными температурами на поверхности океана в восточной его половине, именно там, где противотечение всегда наиболее резко выражено и носит наиболее устойчивый характер.

---

[1] Дрейфовый перенос в поверхностном слое происходит вправо для северного полушария и влево для южного полушария, если смотреть по ветру, направленному от наблюдателя, смотрящего на рис. 14. Вот почему масимальная продуктивность фитопланктона у северной границы противотечения может быть смещена к северу от места подъема глубинных вод, тогда как массы фитопланктона, бурно развивающегося, вследствие подъема глубинной воды на экваторе, могут относится к югу от него.

В то же время удивительно, что аналогичный эффект дивергенции течений, который должен бы иметь место на северной границе противотечения, вовсе не обнаруживается на рис. 15 и 16. Причина этой особенности будет установлена позднее, когда мы перейдем к теоретическому обоснованию динамики экваториального противотечения и связанных с ним явлений.

На рис. 14 стрелками указана схема меридиональной циркуляции, построенная Свердрупом [7] на основании, главным образом, общего хода изолиний содержания кислорода. Схема эта, так же как и приведенная выше схема Дефанта (рис. 6), носит целлюлярный характер. Границами целлюлярной циркуляции на схеме Свердрупа служат попрежнему экватор и границы экваториального противотечения, иными словами — экватор, гребень и впадина на меридиональном профиле поверхности океана (рис. 11), так как изотахи рис. 3 отражают лишь скорости, а не структуру геострофических течений. Следует, однако, заметить, что определение направления токов по форме изолиний гидро-

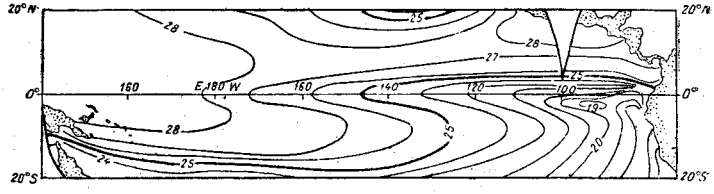


Рис. 16. Изотермы поверхности экваториальной зоны Тихого океана в августе (по Свердрупу — Шотту).

логических элементов далеко не всегда возможно и зачастую приводит к грубым ошибкам. Вот почему схему меридиональной циркуляции Свердрупа (рис. 14), так же как и схему Дефанта, нельзя причислить к результатам, объективно отражающим действительность. Впрочем, при построении указанной схемы Свердруп не столько, быть может, руководствовался сложным ходом изолиний, сколько, вероятно, находился под впечатлением схемы целлюлярной циркуляции, предложенной Дефантом.

В заключение настоящего раздела остановимся на краткой характеристике результирующего переноса воды в области экваториальных течений и противотечения в Тихом океане. На рис. 17 изображена схема результирующего переноса воды в северной половине Тихого океана, построенная Свердрупом [7] по данным, главным образом, косвенных вычислений. На рис. 17 линии со стрелками указывают примерное направление результирующего переноса, а цифры означают объем переносимой воды в миллионах $м^3$/сек. При этом результирующий расход включает не только перемещение поверхностного слоя воды, но также и промежуточного, ибо, по данным наблюдений в Тихом океане, промежуточная вода движется там в том же направлении, что и поверхностный слой океана. Из рис. 17 видно, что экваториальное противотечение в Тихом океане вместе с течением Куросио являются двумя

наиболее мощными и резко выраженными течениями этого океана, тогда как в большей части его господствуют слабые, неустойчивые течения (цифры расхода, соответствующие этим течениям, приурочены к поперечным сечениям очень большой протяженности).

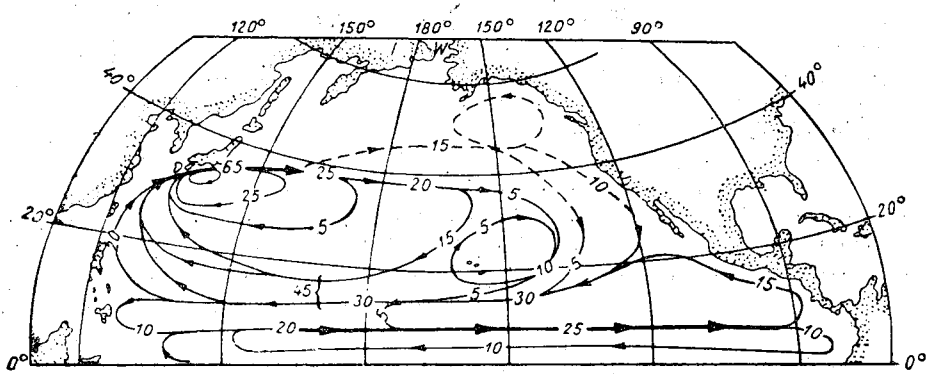


Рис. 17. Схема результирующего переноса воды в северной половине Тихого океана для слоя 0—1500 м (согласно Свердрупу). Цифры означают количество переносимой воды в миллионах м³/сек.

2. КРИТИЧЕСКИЙ ОЧЕРК ИСТОРИИ ВОПРОСА О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ПРОТИВОТЕЧЕНИЙ

Вопрос о причине возникновения экваториальных противотечений, на замечательных особенностях которых мы остановились в предыдущем разделе, давно привлекал внимание многих исследователей. Среди них мы встретим имена таких широко известных геофизиков как Экман, Дефант и Свердруп и не менее известных географов, какими являются Шотт и Крюммель.

Однако все попытки, которые делались на протяжении около шестидесяти лет для объяснения этого, казалось, загадочного явления, не привели к желаемой цели главным образом потому, что названные исследователи предпочитали ограничиваться лишь предположениями о причине явления и не развивали их до уровня физической теории. Задача последней, как известно, состоит в том, чтобы из ясно сформулированной гипотезы о причине явления, логически (пользуясь прежде всего методом математической дедукции) вывести, как следствия, все наблюдаемые качественные и количественные стороны явления и даже предсказать новые, дотоле неизвестные факты.

История вопроса о происхождении экваториальных противотечений является поучительным примером того, как исследователи, стоявшие вначале на правильном пути к намеченной цели, но не опиравшиеся на теоретический метод исследования, уклонились впоследствии от верной дороги и долго бесплодно блуждали среди противоречий, пока под конец все же не вернулись к первоначальной гипотезе.

Первая попытка объяснить причину экваториальных противотечений принадлежит Крюммелю [1], который еще в 1886 г. высказал предположение, что экваториальные противотечения являются течениями компенсационными, возвращающими к востоку часть воды, переносимой экваториальными течениями к западу. В подтверждение этого взгляда Крюммель произвел казавшийся тогда весьма убедительным опыт, который заключался в следующем. В небольшой прямоугольной ванне, в которой были помещены вертикальные перегородки, напоминавшие в плане очертания берегов Бразилии и Гвинеи, искусственно возбуждалась циркуляция воды посредством двух воздушных струй, изображавших пассаты. Схема циркуляции воды в ванне, полученная Крюммелем (рис. 18), близко напоминала систему экваториальных течений в Атлантическом океане. Действительно, на схеме рис. 18 отчетливо видно противотечение, располагающееся в области затишья между воздушными струями, — это прообраз экваториального противотечения (Гвинейского течения).

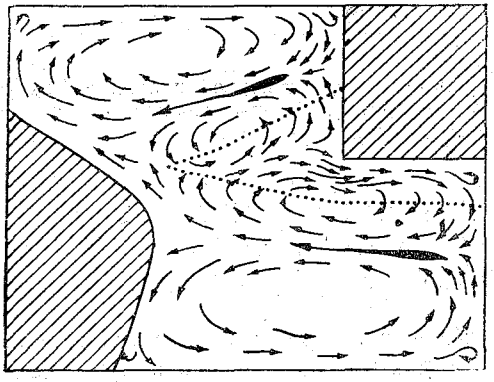


Рис. 18. Схема эксперимента Крюммеля.

Однако в эксперименте Крюммеля не было учтено столь важное в динамике морских течений обстоятельство, каким является отклоняющее влияние вращения земли. Роль этого фактора стала особенно ясной после того, как в 1905 г. Экман [13] опубликовал, ставшую затем классической, общую теорию морских течений.

Естественно поэтому, что примитивный эксперимент Крюммеля вместе с его элементарным, не облеченным в форму теории, толкованием причины экваториальных противотечений уже не могли внушать доверия вдумчивому исследователю. Оставалось совершенно неясным, отчего эксперимент Крюммеля, искажавший реальные условия в океане (сила Кориолиса не моделировалась), давал в то же время картину течений, в общем сходную с действительностью. Вместе с этим эксперимент и предположение Крюммеля никак не разъясняли установленного наблюдениями факта, что экваториальные противотечения зачастую направлены против ветра, т. е. не всегда целиком располагаются в штилевой области между пассатами. В этом можно убедиться, сравнивая схемы экваториальной циркуляции в Атлантическом и Тихом океанах (рис. 1*a* и 1*b* и 2*a* и 2*b*) с картами распределения ветров над этими океанами (рис. 19 и 20). Наиболее отчетливо указанное обстоятельство проявляется зимой в Тихом океане, где в это время года экваториальное противотечение в западной своей половине целиком направлено против ветра.

В силу изложенных фактов экваториальное противотечение, казалось, нельзя было рассматривать в качестве компенсационного течения, вызван-

ного ветром. Сам собою возникал вопрос, почему компенсация должна осуществляться в поверхностном слое, а не в глубинных слоях, не подверженных непосредственному воздействию ветра?

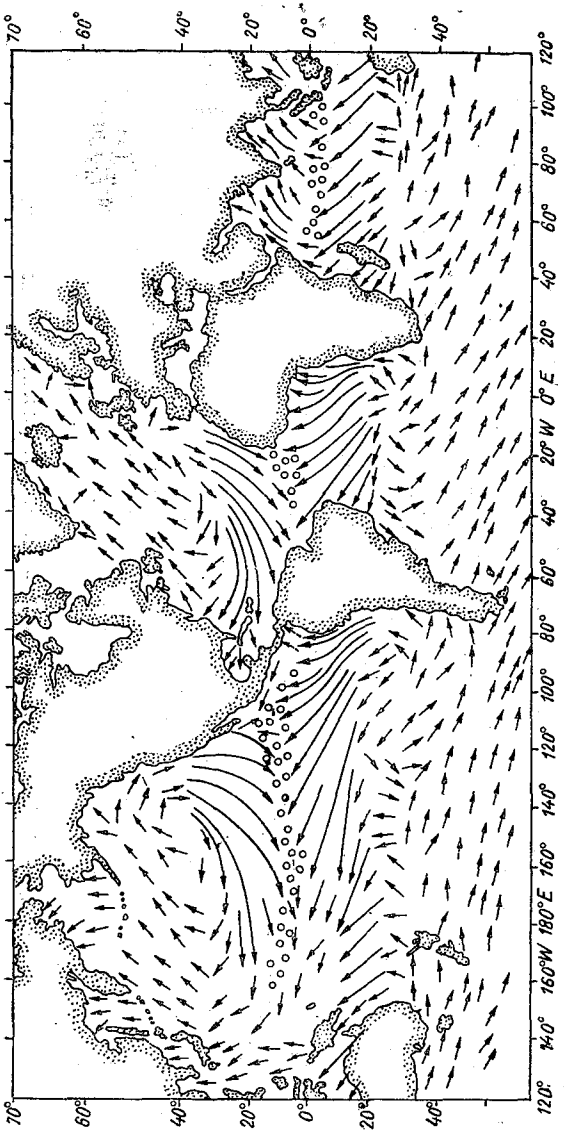


Рис 19. Схема ветров над океанами в июле. Кружками обозначен штиль.

Несмотря на все законные сомнения и вопросы, на которые объяснение Крюммеля не давало никакого ответа, это неопределенное и мало убедительное толкование, поддержанное впоследствии без видимых оснований другим немецким географом Шоттом, надолго укрепилось в науке

и вошло (вместе со схемой эксперимента Крюммеля) почти во все учебные руководства по физической океанографии.

В 1906 г. шведский геофизик Экман [14] вскользь затронул вопрос о происхождении экваториальных противотечений. Экман указал, что два

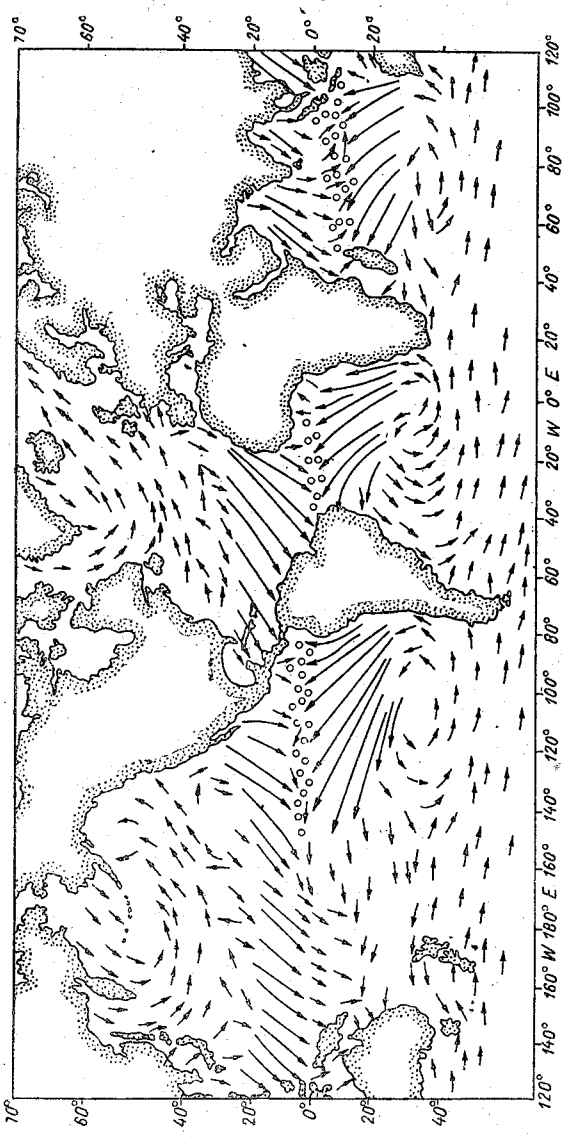


Рис. 20. Схема ветров над океанами в январе. Кружками обозначен штиль.

пояса ветров AB и $A'B'$, которым он уподобил на предложенной им схеме (рис. 21) пассаты, создают „равномерные глубинные течения“ [1]

[1] Равномерные глубинные течения являются по употребляемой здесь терминологии Джеффриса геострофическими течениями (см. подстрочное примечание к стр. 11).

(по терминологии экмановской теории морских течений), переносящие воду от точки A к B и от точки A' к B', причем отклоняющее влияние вращения земли принимается во внимание. Компенсация, по мнению Экмана, производится в штилевой области D (рис. 21) между пассатами другим равномерным глубинным течением, направленным в противоположную первым потокам сторону. Последнее течение и является, по мнению Экмана, экваториальным противотечением. Эта, как мы увидим позднее, в основном верная, но бегло высказанная мысль, совпадающая отчасти с объяснением Крюммеля, но, попрежнему не доведенная до уровня теории, не произвела впечатления и была надолго забыта исследователями. Заметим, что объяснение Экмана, так же как и толкование Крюммеля, не давало ответа на вопрос, почему экваториальные противотечения могут быть направлены против ветра. Этот установленный наблюдениями факт противоречил объяснению Экмана потому, что экваториальное противотечение в действительности (если оно направлено против ветра) не может являться чисто геострофическим (равномерным глубинным) течением.

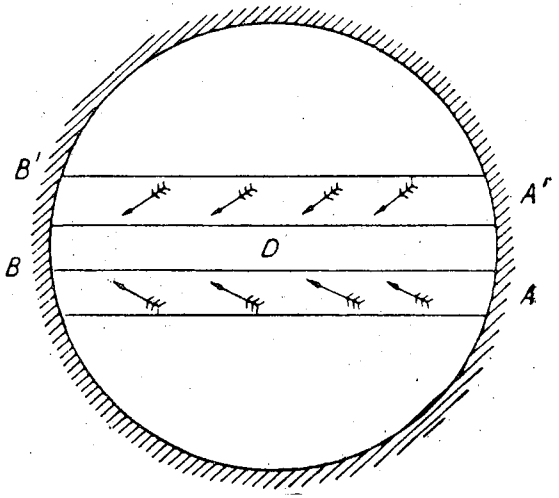


Рис. 21. К объяснению природы экваториального противотечения, предложенному Экманом.

После длительного периода затишья интерес к нерешенной проблеме экваториальных противотечений вновь пробудился в 1933 г., когда Свердруп [15] сделал на Международном Тихоокеанском конгрессе сообщение о циркуляции вод Тихого океана. В этом сообщении Свердруп выдвинул совершенно новое, чрезвычайно оригинальное, объяснение причины возникновения экваториальных противотечений.

Свердруп заявил, что существовавшее до того времени объяснение причины экваториальных противотечений Крюммеля — Шотта — Экмана, основанное так сказать, на „кинематических“ соображениях (компенсация избытка воды, вследствие принципа непрерывности, прилагаемого к ограниченному океану), должно быть заменено другим объяснением — „динамического“ характера.

Свердруп заметил, что поверхность океана в действительности не горизонтальна, а обладает холмообразной формой, причем течения не направлены по склонам поверхности, а, вследствие вращения земли отклоняются под прямым углом к склонам так, что в северном полушарии поверхность океана повышается вправо от течения, а в южном — влево. Если пренебрегать эффектом трения, т. е. считать, что движение носит геострофический характер, то скорости течения оказываются пропорциональными наклону поверхности океана и обратно пропорциональными

синусу широты. Следовательно, поверхность океана не может обладать наклоном на экваторе (динамически невозможный случай), так как при этом течения по обеим сторонам от экватора обладали бы противоположными направлениями, а на самом экваторе — бесконечно большими скоростями. Отсюда заранее можно предполагать, что поверхность океана на экваторе должна иметь либо вогнутую, либо выпуклую форму, при-

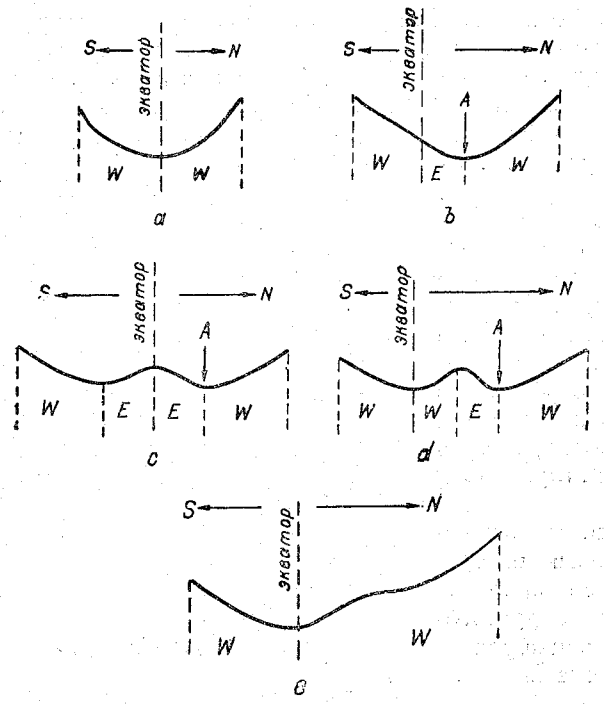


Рис. 22. Схемы меридионального профиля поверхности океана в экваториальной зоне.

a — при „симметричном" распределении экваториальных течений относительно экватора (динамически возможный случай) *b* — при „несимметричном" распределении экваториальных течений (динамически невозможный случай), *c* — при „несимметричном" распределении экваториальных течений (динамически возможный случай), когда противотечение существует по обеим сторонам экватора, *d* — то же, когда противотечение существует к северу от экватора, *e* — динамически возможный случай при „несимметричном" распределении экваториальных течений, исключающий необходимость противотечения (*W* — экваториальные течения, *E* — экваториальное противотечение).

чем касательная к поверхности океана на экваторе должна быть при любых условиях горизонтальной для того, чтобы течения могли бы обладать непрерывными и конечными скоростями (динамически возможные случаи). Свердруп далее, ссылаясь на наблюдения (экспедиция на корабле „Карнеги"), указал, что вблизи экватора происходит скопление тяжелой воды, вследствие чего, по принципу изостазии, поверхность океана на экваторе должна была бы обладать корытообразной формой. Средина такого „корыта" была бы расположена точно на экваторе (рис. 22 *a*), если направленные на запад экваториальные течения располагались бы

симметрично относительно экватора. Так как в действительности этого нет, то углубление поверхности океана не окажется на самом экваторе, а потому поверхность океана на экваторе будет обладать некоторым наклоном (рис. 22 *b*), что невозможно, так как система течений будет динамически неустойчивой. Для создания динамически устойчивой системы течений, по мнению Свердрупа, необходима компенсация наклона уровня на экваторе. При этом, как полагает Свердруп, возможны лишь два простейших случая такой компенсации, изображенные на схемах рис. 22 *c* и 22 *d*. Оба эти случая, как видно, приводят к необходимости включить в систему потоков противотечение с тем лишь различием, что в случае *c* экваториальное противотечение частью находится в южном полушарии, а в случае *d* оно целиком находится в северном полушарии. Так как вариант *c* не соответствует наблюдениям, то остается единственно возможный вариант *d*, вполне согласующийся с данными наблюдений в Тихом океане (сравнить с рис. 11). Таким образом, как заключает Свердруп, „экваториальное противотечение существует потому, что экваториальные течения несимметричны по отношению к экватору, тогда как отклоняющая сила вращения земли распределяется симметрично относительно экватора".

Изложенные здесь, почти дословно, соображения Свердрупа, вследствие их новизны и известности их автора, произвели в научных кругах сильное впечатление. Весьма далекое, по существу, от рациональной теории, но необычное и остроумное объяснение Свердрупа сочли именно за ту теорию, которая должна была заменить мало убедительные соображения Экмана, Шотта, Крюммеля.

В 1935 г. Дефант [2] в своем докладе Прусской академии наук, специально посвященном проблеме экваториальных противотечений, целиком присоединился к объяснению Свердрупа. Для того, чтобы не быть голословным, Дефант привел данные обработанных им наблюдений Атлантической экспедиции на „Метеоре", подтверждающие якобы „теоретическую" схему Свердрупа (рис. 22 *d*). Дефант категорически заявил, что „не остается никаких сомнений в причине появления противотечения: она заключается в несимметричности экваториальных течений". В связи с этим Дефант отверг известную схему общей циркуляции в океанах Крюммеля, ибо на этой схеме не нашло отражения такое принципиально важное, по его мнению, обстоятельство, как несимметричность экваториальных течений (на схеме Крюммеля экваториальные течения симметричны экватору). Это замечание в равной мере должно относиться и к схеме на рис. 21, предложенной Экманом.

Дефант при этом добавил, что если представление об экваториальном противотечении как о течении компенсационном и может быть поддержано (имеется, очевидно, в виду „динамическая" компенсация в смысле Свердрупа), то только не в том смысле, что противотечение вызвано ветром. Припятствием такому объяснению, как полагал Дефант, порежнему являлся факт, что противотечение бывает направлено против ветра. Однако новая концепция Свердрупа, к которой так решительно присоединился и Дефант, содержит в себе при ближайшем рассмотрении целый ряд логических противоречий, оставляющих далеко позади неясности и сомнительные стороны в объяснениях Крюммеля, Экмана и Шотта.

Прежде всего вызывает недоумение утверждение Свердрупа о том,

что корытообразное углубление поверхности океана, которое должно было бы существовать на экваторе, вследствие скопления более тяжелой воды (здесь привлекаются данные наблюдений), не будет находиться на нем лишь потому, что экваториальные течения не симметричны экватору. Что же подразумевает Свердруп, а вместе с ним и Дефант, под словом „несимметричное" распределение экваториальных течений? Ни Свердруп, ни Дефант не расшифровывают этого понятия, в истолковании которого можно предложить лишь следующие две альтернативы.

Во-первых, говоря о несимметричном распределении экваториальных течений, можно иметь в виду несовпадение с экватором условной границы между ними, какой является экваториальное противотечение. Но такое толкование понятия „несимметричности" экваториальных течений, очевидно, нельзя положить в основу объяснения причины возникновения противотечения, ибо это толкование опирается на представление о существующем уже post factum противотечении, существование которого, напротив, следует обосновать. Таким образом первый вариант толкования понятия „несимметричности" экваториальных течений является логически абсурдным с точки зрения обоснования причины возникновения противотечения. Но если с логической точки зрения о противотечении нельзя упоминать, говоря о несимметричном распределении экваториальных потоков, то по какому другому условному признаку можно разделить эти течения для того, чтобы иметь право говорить о несимметричном их распределении относительно экватора?

Очевидно, остается единственно возможная попытка искусственно разделить экваториальные течения, которая состоит в том, что за условную границу между экваториальными течениями можно принять некоторый сдвинутый к северу от экватора минимум скорости между течениями, направленными на запад. Существование такого минимума скорости может быть оправдано лишь соображением, что скорость пассатов, которые должны в этом случае возбуждать экваториальные течения, обладает минимумом (штилевая область), не совпадающим с положением экватора. Заметим, что пользуясь этой единственно оставшейся возможностью разделить экваториальные течения, мы тем самым вступаем в противоречие с утверждением Свердрупа — Дефанта о том, что пассаты неповинны в зарождении экваториального противотечения. Но если даже и обойти молчанием этот логически вытекающий вывод, то наши возможности обосновать утверждения Свердрупа отнюдь не улучшатся. Нетрудно убедиться в том, что „асимметричное" (в смысле скорости, но отнюдь не направления!) распределение экваториальных течений совсем не должно повлечь за собой смещение корытообразного углубления на экваторе, которое, по мнению Свердрупа, обязательно должно произойти и компенсироваться в виде противотечения. В самом деле, легко вообразить себе профиль поверхности океана (рис. 22 *e*), обладающий корытообразной формой и разделенный в то же время на две несимметричные части „порогом", соответствующим упомянутому выше возможному минимуму скорости экваториальных течений. Очевидно, что в этом случае система находится в столь же полном „динамическом" равновесии, как и в случае, изображенном на рис. 22 *d*. Таким образом, если строго разобрать условное понятие об „асимметричном" распределении экваториальных течений, то мы должны притти к выводу,

что упомянутая асимметрия не может являться причиной возникновения противотечения.

Причина заблуждения Свердрупа заключалась не только в том, что для обоснования своих выводов он пользовался таким условным понятием, как „асимметричность" экваториальных течений. Главная логическая ошибка Свердрупа состояла в том, что, стремясь определить форму профиля поверхности океана, необходимую для устойчивой системы течений, он отчасти предопределил эту форму, ссылаясь на данные наблюдений и тем самым как нетрудно убедиться, смешал причину и следствие явления, которое желал объяснить.

В самом деле, обращаясь вновь к схемам рис. 22 *c* и 22 *d* можно утверждать, что схемы эти являются единственно возможными вариантами профиля поверхности океана лишь в том случае, если заранее фиксировать указанную на схемах ложбину *A*, предопределяя тем самым ее существование. Вот эту-то логическую ошибку и допустил Свердруп, фиксируя положение ложбины *A* по данным наблюдений. Не предопределяя заранее существование ложбины *A*, мы не сможем логически обосновать необходимость ее существования и придем к вполне динамически устойчивой, но не содержащей упомянутой особенности, схемы профиля поверхности океана (рис. 22 *e*), совершенно отличной от случаев приведенных на рис. 22 *c* и 22 *d*.

Легко понять, что факт существования ложбины, на который в замаскированной форме опирается Свердруп, является следствием уже существующего экваториального противотечения. Из рассуждений же Свердрупа с неизбежностью вытекает, что упомянутый факт является причиной экваториального противотечения. Последнее равносильно утверждению недоказанного Свердрупом положения, что распределение масс (в экваториальной области океана) является причиной, а не следствием существующих там течений, т. е., что наблюдаемое распределение масс существует независимо от действия „динамических" факторов (ветер) и определяется исключительно действием других „климатических" факторов, какими являются солнечная радиация, излучение, испарение и т. п.

Здесь возникает очень старый, но до сих пор отчетливо не решенный вопрос о том, какие факторы являются первопричиной наблюдаемой циркуляции в океанах. Нам кажется, что на поставленный вопрос возможен лишь единственный ответ, который заключается в следующем.

Термохалинная циркуляция, которая могла бы существовать в тропосфере океанов, вследствие широтного различия в величинах солнечной радиации, излучения, испарения и осадков на поверхности океанов, была бы весьма слаба как это показали теоретические расчеты Экмана [16] и Гольдсброу [17]. Скорости термохалинной циркуляции значительно меньше скоростей, порождаемых ветром в океане однородном. В этом смысле, говоря о циркуляции в тропосфере океанов, следует признать первенствующую роль ветра, как фактора, возбуждающего значительные по величине скорости течений и связанные с ними наклоны физической поверхности океанов.

Однако возбуждаемые ветром скорости течений и наклоны уровня количественно отличались бы от наблюдаемых, если бы не существовала вертикальная неоднородность водных масс, обусловленная

действием упомянутых выше „климатических“ факторов. В этом и заключается особая роль „климатических“ факторов в создании циркуляции, существующей в тропосфере океанов. В результате действия ветра, возбуждающего течения в тропосфере ограниченного и неоднородного океана, и действия отклоняющей силы вращения земли в толще морской воды происходит перераспределение масс таким образом, что в итоге поле масс оказывается „приспособленным“ к возникшей системе течений. Иными словами, горизонтальные градиенты давления и определяющий их наклон изобарических поверхностей уравновешивают совместный эффект сил трения и Кориолиса. Вот почему указанные особенности меридионального профиля поверхности Тихого и Атлантического океанов в экваториальной зоне являются следствием существующей там системы течений. Эти особенности нельзя, конечно, рассматривать независимо от циркуляции, вызванной ветром, и приписывать им решающее значение, как это сделал Свердруп в своей попытке объяснить происхождение экваториальных противотечений.

Мы остановились здесь подробно на обсуждении причины заблуждения Свердрупа не с целью, разумеется, умалить его заслуги, но с исключительной целью предостеречь читателя от возможных ошибок подобного рода. Пример заблуждения Свердрупа является не единственным; в аналогичную ошибку впал японский ученый Кэнума [18], пытавшийся в 1939 г. объяснить причину общей циркуляции в северной половине Тихого океана.

После попытки Свердрупа объяснить природу экваториального противотечения, которая была поддержана Дефантом, последний опубликовал в 1936 г. [19] в трудах экспедиции на „Метеоре“ некоторые расчеты, положенные им в основу построения схемы меридиональной циркуляции, изображенной выше на рис. 6. Для того, чтобы определить глубину на которой происходит смена направления меридиональной циркуляции, Дефант рассматривал бесконечно длинный канал глубины h, вытянутый в зональном направлении (ось X), ширина которого в направлении меридиана (ось Y) равна b.

Движение в канале Дефант уподобил северному экваториальному течению, рассматривая его изолированно от экваториального противотечения и южного экваториального потока.

Установившееся движение в таком изолированном от окружающей водной среды канале, Дефант описывал системой дифференциальных уравнений, аналогичной системе уравнений в экмановской теории морских течений [1], а именно:

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\lambda\rho v = 0, \quad \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\lambda\rho u = g\frac{\partial \zeta}{\partial y},$$

где μ — постоянная величина коэффициента внутреннего турбулентного трения, ρ — плотность воды, $\lambda = \omega \sin\varphi$, ω — угловая скорость вращения земли, φ — средняя широта места, u и v — горизонтальные компоненты скорости течения в направлении осей X и Y, причем положительная ось X направлена на восток, а Y — на север. Через g обозначено ускорение силы тяжести, а ζ означает превышение точек свободной поверхности воды в канале над некоторой горизонтальной плоскостью.

---

[1] Основы этой теории излагаются в следующем разделе.

Для того, чтобы удовлетворить условию непроницаемости на стенках канала, Дефант заранее выбрал выражение для компонент скорости в виде $v = v(z)\sin\nu y$, $u = u(z)\sin\nu y$, где $\nu = n\frac{\pi}{b}$ $(n = 1, 2, 3 \ldots)$, причем $u(z)$ и $v(z)$ функции, удовлетворяющие написанным выше уравнениям и краевым условиям. В качестве последних Дефант принял, что при $z = 0$ $u = u_0$, $v = v_0$, а при $z = h$: $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0$, иными словами Дефант задал величину вектора скорости на поверхности воды в канале и допустил скольжение на дне канала. Кроме этих условий, меридиональная компонента скорости должна была удовлетворять условию непрерывности, записываемому в форме

$$\int_0^h v\,dz = 0.$$

В итоге, задавая следующие численные значения: $h = 100$ м, $\mu = 100$ см$^{-1}$ г · сек$^{-2}$, для которых $h \cong D$ $\left(D = \pi\sqrt{\frac{2\mu}{\rho\lambda}}\right.$ — глубина трения в смысле Экмана), и полагая $\varphi = 15°$ N, $u_0 = -15$ см/сек., $v_0 = 3$ см/сек., Дефант получил значения для компонент скорости течения для различных глубин в середине канала, указанные в табл. 6.

Таблица 6

Теоритические скорости северного экваториального течения
(по Дефанту)

	0	$\frac{D}{4}$	$\frac{D}{2}$	$\frac{3D}{4}$	D
	Глубина $\frac{z}{h}$				
	0	25	50	75	1 0
u, см/сек. . . .	—15,0	—16,1	—17,4	—18,0	—18,1
v, см/сек. . . .	+ 3,0	0,0	— 0,62	— 0,41	— 0,13

Изменение величин u и v, согласно таблице, изображено графически на рис. 23.

Как видим, перемена знака меридиональной составляющей скорости в области экваториального течения приурочена к глубине 25 м. Аналогичные расчеты Дефант выполнил и в отношении экваториального противотечения и южного экваториального потока, каждый раз рассматривая их изолированно друг от друга, т. е. попрежнему уподобляя эти течения движению в ограниченном канале. Именно этим путем Дефантом и была построена схема меридиональной циркуляции, изображенная на рис. 6, возможность которой подтвердили упоминавшиеся ранее особенности распределения солености в области экваториальных течений и противотечения.

Однако расчеты Дефанта (далекие, по существу, от теории экваториальной циркуляции), покоились на принципиально неверном допуще-

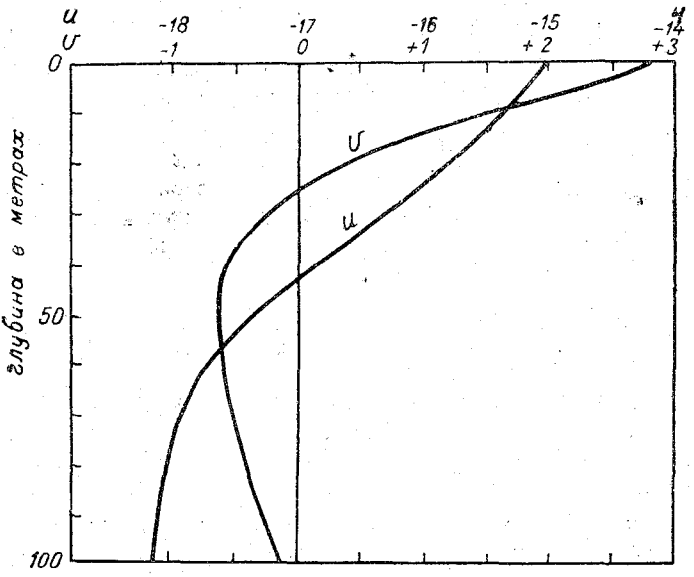


Рис. 23. Вертикальное распределение меридиональной v и зональной u компонент скорости северного экваториального течения (в см/сек.) по вычислениям Дефанта.

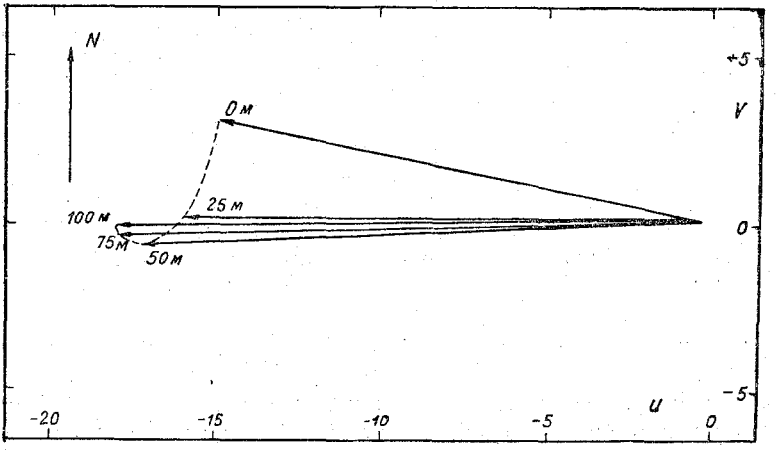


Рис. 24. Годограф скоростей северного экваториального течения (скорости в см/сек.) по вычислениям Дефанта (к критике Монтгомери).

нии, что отдельные части экваториальной циркуляции можно рассматривать обособленно друг от друга. Это ничем не оправданное допущение приводит к следствиям, абсурдность которых была установлена в 1938 г. Монтгомери [20].

На рис. 24 приведен годограф скоростей северного экваториального течения, построенный Монтгомери по данным приведенной выше таблицы Дефанта. Легко видеть, что указанный годограф является результатом векторного сложения двух течений, а именно: равномерного градиентного (геострофического) течения, направленного на запад со скоростью 18 см/сек., и чисто дрейфового течения, обусловленного не существующим в данной области южным ветром. Аналогично этому абсурдному результату экваториальное противотечение в интерпретации Дефанта оказалось бы связанным с несуществующим северным ветром. Причину столь грубых противоречий между вычислениями Дефанта и действительностью Монтгомери видел в том, что в расчетах Дефанта не был учтен эффект „бокового" турбулентного трения в духе разработанной Россби [21] (1936 г.) новой теории морских течений. Однако, как мы увидим впоследствии, это обстоятельство не имеет принципиального значения для качественной картины экваториальной циркуляции. Ошибка Дефанта, как указывалось выше, заключалась в том, что он искусственно разделил неразрывно связанную систему экваториальных течений и противотечения на обособленные друг от друга части.

Критикуя вычисления Дефанта, Монтгомери вскользь остановился и на соображениях, по которым предложенное Свердрупом объяснение причины экваториального противотечения не может казаться убедительным. Монтгомери справедливо заметил, что противотечения наблюдаются в морях на любых широтах, а потому кажется странной попытка Свердрупа приписать исчезновению силы Кориолиса на экваторе решающую роль в возникновении экваториального противотечения. Это привело к тому, что Свердруп потом отказался от выдвинутого им объяснения причины экваториального противотечения. Свердруп, однако, не видел путей для решения этой проблемы. В докладе на очередном международном конгрессе прикладной механики (1938 г.) Свердруп [12] пессимистически заключил, „что объяснение причин возникновения экваториальных противотечений не может быть сейчас дано, вследствие недостаточности наших знаний динамики морских течений и факторов, контролирующих поле масс в гидросфере".

Курьезно, что в 1939 г. географ Шотт [6], упорно защищавший концепцию Крюммеля, отказался от нее и присоединился к объяснению Свердрупа, совсем не подозревая, что Свердруп признал свое объяснение ошибочным. Шотт указал, что в Тихом океане „противотечение нельзя рассматривать в целом как компенсационное" потому, что „зимой северное экваториальное течение выражено очень сильно, южное тоже есть, а противотечение затухает, хотя должно было бы усилиться". По мнению Шотта, попрежнему необъяснимы большие скорости противотечения, а также тот факт, что течение Минданао вместо того, чтобы отклоняться вправо в море Целебес, в действительности заворачивает влево, затем на восток в виде противотечения. „Объяснить эту аномалию, — как замечает Шотт, — распределением ветров невозможно".

Таким образом, к началу 1940 г. все попытки объяснить происхождение экваториальных противотечений оказались в тупике[1]. Весьма заме-

[1] В 1940 г. Свердруп [5] попрежнему придерживался мнения, что „противотечение является примером того, что океанические течения зависят не только от ветра".

чательно, что после долгих и бесплодных исканий мореведы, в конце-концов, вернулись к давно забытой концепции Экмана. Таким возвратом к экмановскому толкованию природы экваториальных противотечений является опубликованная в 1940 г. работа Монтгомери и Пальмена [11]. Обработка океанографических наблюдений в экваториальной области Атлантического океана, предпринятая в 1940 г. названными учеными, показала, что поверхностное течение, создаваемое пассатами и направленное на запад, приводит к скоплению легкой поверхностной воды в западной части Атлантики и к наклону поверхности океана вдоль экватора с запада на восток (эти данные были приведены в предыдущем разделе.) С точки зрения Монтгомери и Пальмена экваториальное противотечение является попросту стоковым течением, распространяющимся в штилевой области между пассатами, причем стационарность движения достигается за счет равновесия между горизонтальным градиентом давления, направленным на восток, и „боковыми" напряжениями сдвига, обусловленными трением между противотечением и окружающими его с боков экваториальными потоками. Поле же масс и связанный с ним поперечный профиль поверхности океана, по мнению Монтгомери и Пальмена, сами собою приспосабливаются к существующей схеме течений. Таким образом, объяснение Монтгомери и Пальмена являлось модификацией экмановского толкования природы экваториального противотечения. Действительно, вместо напряжений сдвига, действующих в горизонтальных плоскостях и обусловленных турбулентным обменом количества движения в вертикальном направлении, которые, как известно, учитываются экмановской теорией, Монтгомери и Пальмен учитывают напряжения сдвига, действующие в вертикальных плоскостях и обусловленные турбулентным обменом количества движения в горизонтальном направлении, поперечном направлению скорости потоков.

Расчеты Монтгомери и Пальмена показали, что для стационарности движения в области экваториального противотечения величина коэффициента горизонтального турбулентного обмена должна быть порядка $7 \cdot 10^7$ CGS, т. е. вполне реальной величиной, не выходящей за рамки обычного порядка величины указанного коэффициента в морских условиях. За исключением этой части, точка зрения Монтгомери и Пальмена на природу экваториального противотечения вполне согласна с той, какая была высказана еще в 1906 г. Экманом. Однако предположение о решающей роли эффекта бокового турбулентного трения в динамике стокового течения, каким считают Монтгомери и Пальмен экваториальное противотечение, отнюдь нельзя рассматривать в качестве теории этого явления. Монтгомери и Пальмен попрежнему ограничиваются одним лишь, хотя и правдоподобным, но в значительной мере недоказанным предположением, не доводя его до уровня теории экваториальноги противотечения, т. е. не пытаются логически обосновать все следствия, вытекающие из подобного рода гипотезы и затем сравнить их с данными наблюдений.

В работе Монтгомери и Пальмена попрежнему оставлены без ответа вопросы о том, почему экваториальное противотечение направлено зачастую против ветра и насколько необходимо существование штилевой полосы между пассатами для развития этого замечательного течения. Не ясно также, каким образом происходит приспособление масс к устано-

вившейся системе экваториальных течений. В связи с этим не доказано, что фактическая топография поверхности океанов в экваториальной зоне является необходимым следствием гипотезы Монтгомери и Пальмена.

Словом, в решении проблемы экваториальных противотечений Монтгомери и Пальмен нисколько не продвинулись вперед по сравнению с их предшественниками, и мореведы попрежнему остались стоять перед необъясненными фактами, казалось, противоречащими гипотезе упомянутых исследователей.

Вот почему в 1941 г. Дефант [10], вновь обратившийся к проблеме противотечений, согласился с толкованием Монтгомери и Пальмена лишь в той его части, которая относится к объяснению экваториальных противотечений в Атлантическом океане. Дефант при этом заявил, что эффект ветрового нагона водных масс в Тихом океане в силу плохо сформированных препятствий (отсутствие материков) в западной, экваториальной его части, кажется ему недостаточным для того, чтобы привести в результате к развитию необычайно узкого противотечения, пересекающего громадные пространства Тихого океана вдоль экватора. Для объяснения этого явления в Тихом океане Дефант предложил использовать различие в структуре тропосферы океана по обеим сторонам от экватора. Эта точка зрения является несомненным отголоском старых и не выдерживающих критики концепций Свердрупа — Дефанта — Кэнума.

Мы остановились здесь так подробно на обзоре различных объяснений происхождения экваториальных противотечений не только для того, чтобы показать, что этот вопрос является одной из центральных проблем современного мореведения; мы остановились на этом обзоре главным образом потому, что хотели показать читателю очевидную необходимость построения теории экваториальных противотечений.

Только полноценная, в указанном выше смысле (стр. 23), теория могла бы ответить на все связанные с проблемой противотечений вопросы и подвести логический фундамент под гипотезы, казалось, противоречащие фактам. Опираясь на достаточно ясно сформулированную и правдоподобную гипотезу, теория экваториальных противотечений должна дать в качестве логически обоснованных следствий такой гипотезы не только порядок величины скорости экваториального противотечения, совпадающий с данными измерений, но и дать топографию поверхности океанов в экваториальной зоне, согласующуюся хотя бы со схематической интерпретацией данных наблюдений (рис. 13). Вместе с этим теория должна осветить вопрос о меридиональной, поперечной циркуляции в области противотечения и дать схему горизонтальной циркуляции в интресующей нас области. Наконец, теория должна показать, что направленность течения против ветра (факт, установленный наблюдениями) не только не противоречит основной предпосылке теории, но является необходимым ее следствием. Таким образом, мы получим ответ на вопрос о том, насколько необходима штилевая полоса для существования экваториального противотечения.

Изложению подобной теории посвящено содержание остальных разделов данного исследования.

3. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКМАНОВСКОЙ ТЕОРИИ МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ

В настоящем разделе мы остановимся на кратком изложении некоторых основных результатов классической теории морских течений Экмана [13], которые понадобятся нам в дальнейшем при построении теории экваториальных противотечений в океанах. Более полные сведения читатель почерпнет из подробных руководств [9] и оригинальных исследований Экмана [25]. В основу экмановской теории стационарных морских течений [13] положена упрощенная система дифференциальных уравнений Стокса—Навье, получающаяся путем отбрасывания в полной системе уравнений вертикальных составляющих течения, инерционных членов и сил трения, зависящих от горизонтального изменения компонент скоростей течения. Кроме того, движение рассматривается на вращающейся плоскости, иными словами на достаточно малом пространстве океана, когда кривизной земной поверхности можно пренебрегать. Таким образом, уравнения движения в экмановской теории стационарных морских течений сводятся к уравнениям

$$\left.\begin{aligned} A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\rho v \omega \sin\varphi &= \frac{\partial p}{\partial x}, \\ A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\rho u \omega \sin\varphi &= \frac{\partial p}{\partial y}, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где через p — обозначено давление, ρ — плотность воды, полагаемая постоянной, A_z — постоянная величина коэффициента внутреннего трения, причем этот коэффициент наделяется смыслом коэффициента „виртуального" турбулентного трения, обусловленного обменом количества движения в вертикальном направлении z, ω — угловая скорость вращения земли, φ — широта места, u и v горизонтальные компоненты вектора скорости течения вдоль горизонтальных осей X и Y декартовой системы координат, причем положительная ось Y повернута против часовой стрелки по отношению к положительному направлению оси X, а ось Z направлена вертикально вниз. Система уравнений (1) написана применительно к движению в северном полушарии. Для движения в южном полушарии знаки перед компонентами кориолисовой силы в (1) должны быть заменены на обратные. Давление p в уравнениях (1) определяется из уравнения статики

$$\frac{\partial p}{\partial z} = g\rho, \tag{2}$$

интегрируя которое в пределах от $-\zeta$ до z получим

$$p_z - p_{-\zeta} = g\rho \int_{-\zeta}^{z} dz = g\rho(z+\zeta), \tag{3}$$

где через $-\zeta$ обозначено превышение поверхности моря, отсчитываемое вверх от горизонтальной плоскости XOY, соответствующей поверхности моря в невозмущенном состоянии. Величина $p_{-\zeta}$ соответствует давлению на поверхности моря (атмосферное давление), которое прини-

мается постоянным, не зависящим от X и Y. Дифференцируя (3) по x и y получим

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= g\rho\frac{\partial \zeta}{\partial x}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= g\rho\frac{\partial \zeta}{\partial y}, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

или, полагая плотность воды приближенно равной единице,

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= -g\gamma_x, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= -g\gamma_y, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

где γ_x и γ_y означают компоненты вектора наклона поверхности моря, направленного в сторону противоположную возрастанию уровня:

$$\left.\begin{aligned} \gamma_x &= -\frac{\partial \zeta}{\partial x}, \\ \gamma_y &= -\frac{\partial \zeta}{\partial y}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Таким образом горизонтальный градиент давления в однородном море не зависит от глубины (z). Подставляя (5) в уравнения (1) и полагая $\rho = 1$, получим

$$\left.\begin{aligned} A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2v\omega\sin\varphi + g\gamma_x &= 0, \\ A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2u\omega\sin\varphi + g\gamma_y &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{1'}$$

Решение уравнений (1′), подчиненное граничным условиям на поверхности и дне моря, дает распределение компонент скорости течения по вертикали в данной точке моря. Если на поверхности моря ($z = 0$) действует ветер, то там должны выполняться условия

$$\left.\begin{aligned} \left(A_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0} &= -T_x, \\ \left(A_z\frac{\partial v}{\partial z}\right)_{z=0} &= -T_y. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

С другой стороны, на дне моря ($z = h$) должны выполняться условия

$$(u)_{z=h} = (v)_{z=h} = 0. \tag{8}$$

В силу линейности уравнений (1′) их решения, удовлетворяющие условиям (7) (8), можно (и целесообразно) представить в форме

$$\left.\begin{aligned} u(z) &= u_W(z) + u_g(z), \\ v(z) &= v_W(z) + v_g(z), \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

где u_W, v_W, называемые Экманом компонентами чисто дрейфового течения, удовлетворяют системе уравнений

$$\left.\begin{aligned} A_z\frac{\partial^2 u_W}{\partial z^2} + 2v_W\omega\sin\varphi &= 0, \\ A_z\frac{\partial^2 v_W}{\partial z^2} - 2u_W\omega\sin\varphi &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

и условиям

$$\left.\begin{aligned}\left(A_z\frac{\partial u_W}{\partial z}\right)_{z=0}&=-T_x\,,\\ \left(A_z\frac{\partial v_W}{\partial z}\right)_{z=0}&=-T_y\,,\end{aligned}\right\}\tag{11}$$

$$(u_W)_{z=h}=(v_W)_{z=h}=0\,,\tag{12}$$

тогда как u_g и v_g, называемые Экманом компонентами градиентного течения, удовлетворяют уравнениям

$$\left.\begin{aligned}A_z\frac{\partial^2 u_g}{\partial z^2}+2\,v_g\,\omega\sin\varphi+g\,\gamma_x&=0,\\ A_z\frac{\partial^2 v_g}{\partial z^2}-2\,u_g\,\omega\sin\varphi+g\,\gamma_y&=0\end{aligned}\right\}\tag{13}$$

и условиям

$$\left(A_z\frac{\partial u_g}{\partial z}\right)_{z=0}=\left(A_z\frac{\partial v_g}{\partial z}\right)_{z=0}=0.\tag{14}$$

$$(u_g)_{z=h}=(v_g)_{z=h}=0.\tag{15}$$

Таким образом, результирующее, комплексное течение, обусловленное действием ветра и градиента давления в морской воде слагается из компонент чисто дрейфового и градиентного течения.

Рассмотрим в отдельности каждую из этих двух составляющих комплексного течения в море и остановим наше внимание сначала на компонентах чисто дрейфового течения, определяемых уравнениями (10) и условиями (11) и (12).

Общий интеграл уравнений (10) может быть представлен в форме

$$\left.\begin{aligned}u_W&=C_1e^{\frac{\pi}{D}z}\cos\left(\frac{\pi}{D}z+\psi_1\right)+C_2e^{-\frac{\pi}{D}z}\cos\left(\frac{\pi}{D}z+\psi_2\right),\\ v_W&=C_1e^{\frac{\pi}{D}z}\sin\left(\frac{\pi}{D}z+\psi_1\right)-C_2e^{-\frac{\pi}{D}z}\sin\left(\frac{\pi}{D}z+\psi_2\right),\end{aligned}\right\}\tag{16}$$

где через D обозначена величина

$$D=\pi\sqrt{\frac{A_z}{\omega\sin\varphi}}\,,\tag{17}$$

называемая в теории Экмана глубиной трения, а C_1, C_2, ψ_1, ψ_2 — произвольные постоянные интегрирования. Если глубина моря бесконечно велика, то для того, чтобы удовлетворить условию, аналогичному (12):

$$(u_W)_{z\to\infty}=(v_W)_{z\to\infty}=0\,,$$

необходимо, очевидно, положить произвольную постоянную $C_1 = 0$. Если к тому же ориентировать ось Y в направлении тангенциального давления ветра, т. е. вместо (11) положить

$$\left.\begin{aligned} \left(A_z \frac{\partial u_W}{\partial z}\right)_{z=0} &= 0\,, \\ \left(A_z \frac{\partial v_W}{\partial z}\right)_{z=0} &= -T\,, \end{aligned}\right\} \tag{11'}$$

то мы на основании первого из условий (11′) получим:

$$\left.\begin{aligned} u_W &= C_2 e^{-\frac{\pi}{D} z} \cos\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right), \\ v_W &= C_2 e^{-\frac{\pi}{D} z} \sin\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right). \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Из формул (18) очевидно, что

$$C_2 = \sqrt{u_{0,W}^2 + v_{0,W}^2} = U_{0,W}, \tag{19}$$

где $u_{0,W}$, $v_{0,W}$ — компоненты вектора чисто дрейфового течения на поверхности моря ($z = 0$), абсолютная величина которого равна $U_{0,W}$.

Следовательно, окончательные выражения для компонент скорости чисто дрейфового течения в бездонном однородном море можно записать в виде

$$\left.\begin{aligned} u_W &= U_{0,W} e^{-\frac{\pi}{D} z} \cos\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right), \\ v_W &= U_{0,W} e^{-\frac{\pi}{D} z} \sin\left(45^\circ - \frac{\pi}{D} z\right). \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Величину поверхностной скорости течения $U_{0,W}$ легко связать с тангенциальным давлением ветра T, если воспользоваться вторым условием (11′). Мы получим, что

$$U_{0,W} = \frac{T \cdot D}{A_z \pi \sqrt{2}} \tag{21}$$

или, вспоминая (17),

$$U_{0,W} = \frac{\pi \cdot T}{\sqrt{2}\, D \omega \sin\varphi}. \tag{22}$$

Следовательно, на основании (20)

$$u_{0,W} = v_{0,W} = \frac{\pi \cdot T}{2 D \omega \sin\varphi}. \tag{23}$$

Из формул (20) легко получить выражение для абсолютной величины вектора скорости чисто дрейфового течения. Именно:

$$U^2_W = u^2_W + v^2_W = U^2_{0,W} e^{-\frac{\pi}{D} z}$$

или

$$U_W = U_{0,W} e^{-\frac{\pi}{2D} z}. \tag{24}$$

Из формул (24) и (20) видно, что абсолютная величина вектора скорости чисто дрейфового течения убывает с возрастанием глубины по экспоненциальному закону в то время, как вектор скорости концом своим описывает логарифмическую спираль, вращаясь по часовой стрелке, причем вектор скорости на поверхности моря повернут на 45° вправо от направления ветра.

Эти результаты наглядно изображены в виде „экмановской спирали" на рис. 25.

Как это следует из формулы (24), абсолютная величина вектора скорости чисто дрейфового течения на глубине, равной глубине трения D, составляет весьма малую долю от величины скорости течения на поверхности. Действительно, на этой глубине

$$U_W = U_{0,W} e^{-\frac{\pi}{2}} \cong \frac{1}{23} U_{0,W}.$$

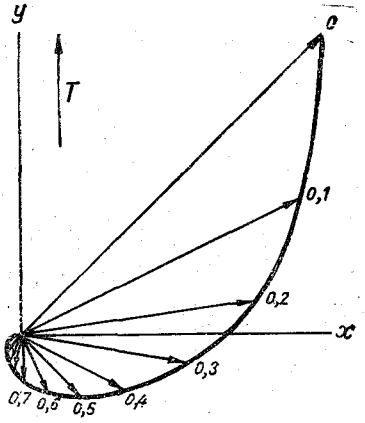


Рис. 25. Годограф скоростей чисто дрейфового течения в бездонном море.

Таким образом, наибольшие скорости чисто дрейфового течения сконцентрированы в слое от поверхности моря до глубины трения D. В то же время из формул (20) явствует, что на глубине трения D вектор скорости не только обладает малой величиной, но и повернут в сторону, противоположную скорости течения на поверхности. Именно, на этих основаниях означенную глубину Экман и предложил называть глубиной трения, т. е. глубиной, ниже которой эффект ветра практически не ощущается. Глубина трения в экмановской теории морских течений играет фундаментальную роль еще и потому, что отношением фактической глубины моря h к глубине трения D практически оценивается „бездонность моря". Вычисления Экмана показали, что в случае моря конечной глубины h (когда константу C_1 в формулах (16) уже нельзя отбросить) годограф скорости чисто дрейфового течения тем меньше отличается от годографа дрейфового течения в бездонном море (рис. 25), чем больше отношение $\frac{h}{D}$; уже в случае $\frac{h}{D} = 1{,}25$ различие это практически несущественно.

Остановимся теперь на понятии о векторе количества течения или полного потока, который мы будем, следуя Экману, обозначать буквой S. Компоненты этого вектора по осям координат определяются выражениями

$$\left.\begin{aligned} S_x &= \int_0^h u\,dz\,, \\ S_y &= \int_0^h v\,dz\,. \end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

Вычисляя компоненты вектора полного потока чисто дрейфового течения S' в бездонном море, мы на основании (20) и (25) получим

$$S_x' = U_{0,W} \int_0^\infty e^{-\frac{\pi}{D} z} \cos\left(45° - \frac{\pi}{D} z\right) dz = \frac{U_{0,W} \cdot D}{\pi \sqrt{2}}, \tag{26}$$

$$S_y' = U_{0,W} \int_0^\infty e^{-\frac{\pi}{D} z} \sin\left(45° - \frac{\pi}{D} z\right) dz = 0. \tag{27}$$

Как видим, компонента количества чисто дрейфового течения в направлении ветра равна нулю, и, следовательно, в чисто дрейфовом течении вектор количества течения повернут перпендикулярно вправо от направления ветра (в северном полушарии). К тому же результату можно притти и более простым путем, не решая системы дифференциальных уравнений (10).

В самом деле, интегрируя почленно каждое из этих уравнений в пределах от $z = 0$ (поверхность моря) до некоторой глубины d, ниже которой вертикальные градиенты скорости можно считать достаточно малыми, мы получим

$$\left(A_z \frac{\partial u_W}{\partial z}\right)_d - \left(A_z \frac{\partial u_W}{\partial z}\right)_0 + S_y' \, 2\,\omega \sin\varphi = 0,$$

$$\left(A_z \frac{\partial v_W}{\partial z}\right)_d - \left(A_z \frac{\partial v_W}{\partial z}\right)_0 - S_x' \, 2\,\omega \sin\varphi = 0.$$

Если ветер направлен вдоль оси Y, то

$$\left(A_z \frac{\partial u_W}{\partial z}\right)_0 = 0, \quad -\left(A_z \frac{\partial v_W}{\partial z}\right)_0 = T.$$

С другой стороны, по условию, на глубине d

$$\left(A_z \frac{\partial u_W}{\partial z}\right)_d = \left(A_z \frac{\partial v_W}{\partial z}\right)_d = 0.$$

Следовательно,

$$S_y' = 0, \tag{28}$$

$$S_x' = \frac{T}{2\,\omega \sin\varphi}. \tag{29}$$

На основании формулы (22) нетрудно убедиться, что выражения (29) и (26) совершенно аналогичны.

Перейдем теперь к вопросу о распределении скоростей в градиентном течении, описываемом системой уравнений (13), и рассмотрим тот случай, когда глубина моря очень велика. В этом случае очевидно, что от поверхности моря до той глубины, где еще не сказывается эффект придонного трения [силами трения в (13) можно пренебречь], имеет место так называемое геострофическое течение U_G, определяемое равновесием между градиентом давления и отклоняющей силой враще-

ния земли. Компоненты геострофического течения U_G, как это явствует з уравнений (13), когда в них можно пренебречь силами трения, пределяются выражениями

$$u_G = \frac{g\gamma_y}{2\omega \sin\varphi}, \tag{30}$$

$$v_G = -\frac{g\gamma_x}{2\omega \sin\varphi}. \tag{31}$$

Из формул (30) и (31) явствует, что вектор скорости геострофического течения не зависит (в однородном море) от глубины и направлен перпендикулярно вправо от градиента давления (в северном полушарии). Поведение скоростей градиентного течения в придонном слое существенно зависит от сил трения. Распределение скоростей в этом слое нетрудно получить из следующих простых соображений. Пусть градиент давления $g\gamma$ ориентирован в направлении оси Y. Представим себе, руководствуясь элементарным принципом относительного движения, что толща морской воды от поверхности до дна моря неподвижна, но что

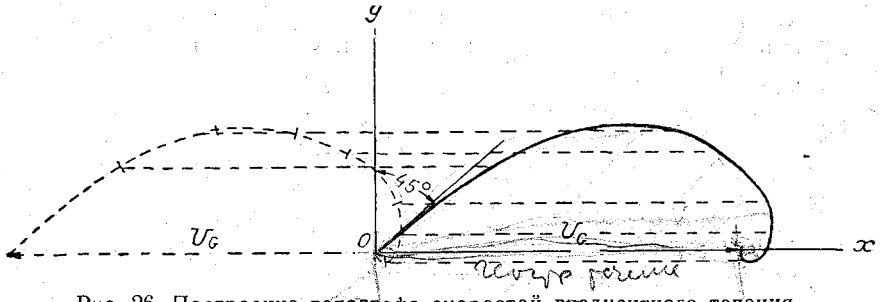


Рис. 26. Построение годографа скоростей градиентного течения.

при этом движется дно со скоростью геострофического течения в сторону, противоположную его направлению. Ясно, что в этом случае эффект, создаваемый движущимся дном, равносилен эффекту тангенциального давления ветра, возбуждающего чисто дрейфовое течение в поверхностном слое моря. Следовательно, и в нашем случае, в придонном слое, возникнет „дрейфовое" течение, годограф скоростей которого попрежнему будет логарифмической спиралью, причем скорость U_G у дна моря будет соответствовать течению на „поверхности" моря, как это изображено прерывистой линией на рис. 26. Естественно, что толщина слоя (от дна моря вверх), охваченного таким „дрейфовым" течением, будет соответствовать глубине трения и по смыслу ей аналогична. Эту глубину называют обычно „нижней" глубиной трения D'.

Для того, чтобы от полученной нами картины течения, возбуждаемого движущимся дном относительно неподвижной воды, перейти к интересующему нас случаю движения воды со скоростью U_G относительно неподвижного дна, достаточно придать всей системе скорость геострофического течения U_G, иначе говоря — геометрически сложить каждый вектор скорости придонного „дрейфового" течения с постоянной величиной вектора геострофического течения U_G, что изображено на том же рис. 26.

Рассматривая полученный таким образом годограф скоростей градиентного течения (он изображен на рис. 26 жирной линией), мы приходим к заключению, что градиентное течение в том случае, если глубина моря превышает нижнюю глубину трения (вернее „высоту“ трения), распадается на две части: 1) от поверхности моря до нижней глубины трения имеет место геострофическое течение постоянной скорости, направленное перпендикулярно вправо от градиента давления; 2) в придонном слое, толщина которого равна нижней глубине трения, векторы скорости уменьшаются по величине, поворачиваясь влево, если смотреть в направлении геострофического течения. Эту часть градиентного течения Экман называет придонным течением. Нетрудно найти величину компонент вектора полного потока S'' в градиентном течении по направлению осей X и Y. Основываясь на том же принципе сложения векторов, который был применен в построении годографа градиентного течения, можно сказать, что полный поток S'' (рис. 27)

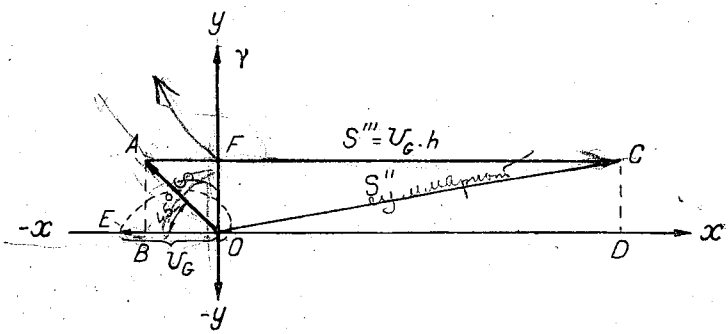


Рис. 27. К определению компонент полного потока в градиентном течении.

в градиентном течении является суммой вектора полного потока S'' в придонном течении и вектора полного потока S''' геострофического течения. Если глубина моря равна h, то полный поток S''' геострофического течения, направленный перпендикулярно градиенту давления $g\gamma$, равен

$$S''' = U_G \cdot h = \frac{g\gamma h}{2\omega \sin\varphi}. \tag{32}$$

Этот вектор изображен стрелкой AC на рис. 27. Полный поток в придонном течении, изображенный на рис. 27 стрелкой OA, очевидно, равен полному потоку чисто дрейфового течения с „поверхностной“ скоростью, равной скорости геострофического течения U_G (вектор OE на рис. 27); он отклонен поэтому влево на 45° от направления градиента давления $g\gamma$, совпадающего с направлением оси Y. Вспоминая (26), можно, следовательно, сказать, что составляющая полного потока градиентного течения (OF) в направлении градиента давления (оси Y) будет равна

$$S_y'' = \frac{U_G \cdot D}{\pi\sqrt{2}} \cos 45^\circ = \frac{g\gamma D}{4\pi\omega \sin\varphi}. \tag{33}$$

С другой стороны, как это видно из рис. 27, составляющая полного потока S'' градиентного течения по направлению оси X, т. е. в направлении, перпендикулярном градиенту давления, будет равна

$$S_x'' = AC - OB = U_G \cdot h - \frac{g\gamma \cdot D}{4\pi\omega \sin\varphi}. \qquad (34')$$

Если ввести обозначения

$$B = \frac{gD}{4\pi\omega \sin\varphi}, \qquad (35)$$

$$k = \frac{g}{2\omega \sin\varphi}, \qquad (36)$$

$$b = kh - B, \qquad (37)$$

то формулы (33) и (34) запишутся в виде

$$S_y'' = B\gamma, \qquad (33')$$

$$S_x'' = b\gamma. \qquad (34')$$

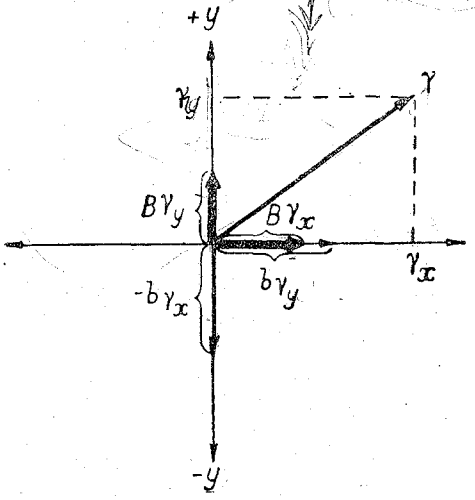


Рис. 28. К определению компонент полного потока в градиентном течении при произвольной ориентации градиента давления относительно осей координат.

Нетрудно написать выражения для компонент градиентного течения, когда градиент давления $g\gamma$ произвольно ориентирован относительно осей координат (рис. 28). Подсчитаем сначала составляющую S_y''. В направлении OY, т. е. в направлении составляющей градиента γ_y, мы имеем, очевидно, по (33′) составляющую $B\gamma_y$. В то же время в направлении — Y мы имеем составляющую потока, перпендикулярную γ_x, или на основании (34′) — $b\gamma_x$.

Следовательно,

$$S_y'' = B\gamma_y - b\gamma_x. \qquad (38)$$

Вдоль оси X имеется составляющая потока в направлении компоненты градиента γ_x, т. е. $B\gamma_x$, и в то же время компонента потока, перпендикулярная градиенту γ_y, т. е. $b\gamma_y$.
Следовательно,

$$S_x'' = B\gamma_x + b\gamma_y. \qquad (39)$$

Аналитические выражения для компонент градиентного течения в очень глубоком море (точнее в море, поверхность которого находится на бесконечном удалении от дна) легко получить, интегрируя систему уравнений (13), считая при этом, что начало координат находится

на дне моря, а ось Z направлена вертикально вверх. Условия (15) и (14) должны тогда записываться в виде

$$(u_g)_{z=0} = (v_g)_{z=0} = 0 \ , \tag{40}$$

$$\left(A_z \frac{\partial u_g}{\partial z}\right)_{z=\infty} = \left(A_z \frac{\partial v_g}{\partial z}\right)_{z=\infty} = 0 \ . \tag{41}$$

Очевидно, что выражения (16) являются общим интегралом уравнений (13) без правой части. Частными же решениями уравнений (13) будут

$$u_g = u_G \ , \ v_g = v_G \ ,$$

где u_G и v_G определяются формулами (30) и (31). Следовательно, общие интегралы уравнений (13), удовлетворяющие условиям (40) и (41), запишутся в виде

$$u_g = C_2 e^{-\frac{\pi}{D'}z} \cos\left(\frac{\pi}{D'}z + \psi_2\right) + u_G \ ,$$

$$v_g = -C_2 e^{-\frac{\pi}{D'}z} \sin\left(\frac{\pi}{D'}z + \psi_2\right) + v_G \ .$$

Если градиент давления ориентирован в направлении оси OY, то $v_G = 0$, и из условий (40) мы получим, что $\psi_2 = 0$, а $C_2 = -u_G$.

Следовательно, окончательные выражения для компонент градиентного течения запишутся в виде

$$u_g = u_G \left(1 - e^{-\frac{\pi}{D'}z} \cos \frac{\pi}{D'} z\right), \tag{42}$$

$$v_g = u_G \cdot e^{-\frac{\pi}{D'}z} \sin \frac{\pi}{D'} z \ , \tag{43}$$

причем следует помнить, что $z = 0$ соответствует дну моря. При произвольной ориентации градиента давления относительно осей координат компоненты градиентного течения, как легко показать, записываются в форме

$$u_g = u_G - U_G e^{-\frac{\pi}{D'}z} \cos\left(\frac{\pi}{D'}z + \psi_2\right) \ , \tag{44}$$

$$v_g = v_G - U_G e^{-\frac{\pi}{D'}z} \sin\left(\frac{\pi}{D'}z + \psi_2\right) \ , \tag{45}$$

где

$$U_G = \sqrt{u_G^2 + v_G^2} = k\sqrt{\gamma_x^2 + \gamma_y^2} \ , \tag{46}$$

$$\psi_2 = -\operatorname{arc\,tg} \frac{v_G}{u_G} = \operatorname{arc\,tg} \frac{\gamma_x}{\gamma_y} \ . \tag{47}$$

В случае моря конечной глубины h векторы скорости градиентного течения тем меньше отличаются от их значений, даваемых формулами

(42), (43) или (44), (45), чем больше отношение $\frac{h}{D'}$. Вычисления показывают, что уже в случае $\frac{h}{D'} = 1{,}25$ отклонения практически ничтожны. Заметим также, что в экмановской теории верхняя глубина трения D и нижняя глубина трения D' считаются приближенно одинаковыми, т. е.

$$D \cong D'.$$

Если на поверхности однородного моря действует ветер и в то же время поверхность моря обладает наклоном γ, создающим неизменный градиент давления, то в случае, когда глубина моря такова, что $\frac{h}{D} \geqslant 3$, всю толщу воды можно разбить на три слоя, как это показано на схеме рис. 29. В верхнем слое толщины D результирующая скорость течения U_R определяется компонентами

$$\left.\begin{aligned} u_R &= u_G + u_W, \\ v_R &= v_G + v_W, \end{aligned} \quad (0 \leqslant z \leqslant D) \right\} \tag{48}$$

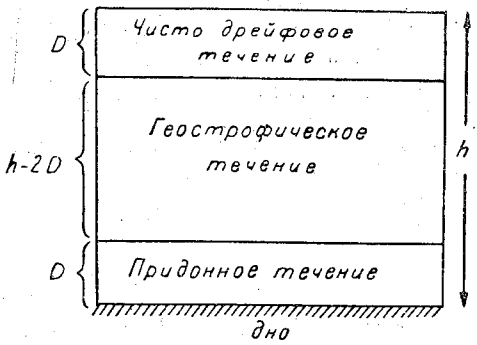


Рис. 29. Схема комплексного потока в море.

где, согласно (30), (31) и (36),

$$u_G = k\gamma_y, \tag{49}$$

$$v_G = -k\gamma_x, \tag{50}$$

а u_W и v_W с достаточным приближением определяются формулами (20).

В среднем слое толщины $h - 2D$, удаленном от поверхности и дна моря, где влияние сил трения практически ничтожно, господствует геострофическое течение, т. е. там

$$u_R \cong u_G,$$

$$v_R \cong v_G.$$

Наконец, в придонном слое $h - D \leqslant z \leqslant h$ имеет место течение, слагающееся из компонент геострофического и придонного течений U_n:

$$\begin{aligned} u_R &= u_G + u_n, \\ v_R &= v_G + v_n, \end{aligned} \quad (h - D \leqslant z \leqslant h),$$

причем правая часть написанных равенств с достаточным приближением определяется формулами (44) и (45). Вспоминая формулы (29), (38) и (39), легко написать выражения для составляющих полного потока в случае комплексного течения, когда направление тангенциального

давления ветра на поверхности моря и градиента давления в толще воды произвольно ориентированы относительно осей координат. Именно:

$$S_x = \int_0^h u\,dz = B\gamma_x + b\gamma_y + cT_y\ , \tag{51}$$

$$S_y = \int_0^h v\,dz = B\gamma_y - b\gamma_x - cT_x\ , \tag{52}$$

где

$$c = \frac{1}{2\omega\sin\varphi}\ . \tag{53}$$

Следует всегда помнить, что формулы (51) и (52) справедливы лишь в случае достаточно большой глубины моря, а именно такой, когда чисто дрейфовое и придонные течения могут быть развиты в полной мере. Практически это требование равносильно тому, чтобы $\frac{h}{D} \geqslant 3$.

Остановимся в заключении на задаче Экмана о течениях, возбуждаемых стационарным равномерным ветром в замкнутом однородном море, глубина которого $h \geqslant 3D$.

Задача эта сводится к тому, чтобы по данному полю тангенциального давления ветра T определить компоненты вектора наклона поверхности моря γ и вместе с этим связать с T поле геострофического и придонного течений. Если в рассматриваемом замкнутом море создались стационарные условия, т. е. наклон его поверхности не меняется с течением времени, то очевидно, что при этом в каждой точке моря должно соблюдаться условие водного баланса, иначе говоря — полные потоки по всем направлениям должны быть равны нулю:

$$S_x = S_y = 0\ , \tag{54}$$

или на основании (51) и (52)

$$\left.\begin{aligned} B\gamma_x + b\gamma_y + cT_y &= 0\ , \\ B\gamma_y - b\gamma_x - cT_x &= 0\ . \end{aligned}\right\} \tag{55}$$

Определяя из написанной системы уравнений неизвестные γ_x и γ_y в результате получим

$$\gamma_y = \frac{c(BT_x - bT_y)}{B^2 + b^2}\ , \tag{56}$$

$$\gamma_x = -\frac{c(BT_y + bT_x)}{B^2 + b^2}\ . \tag{57}$$

Формулы (56) и (57) являются решением поставленной задачи, так как с их помощью определяются компоненты геострофического течения (49) и (50), а также компоненты градиентного течения (44) и (45). Компоненты же результирующего течения в поверхностном слое моря ($0 \leqslant z \leqslant D$) могут быть вычислены по формулам (48), в которых u_W и v_W, в свою очередь, определяются выражениями (20).

4. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ПРОТИВОТЕЧЕНИЙ

В 1940 г. автор [22] показал, что даже очень небольшая поперечная неравномерность скорости нагонного ветра одного и того же направления может породить на поверхности моря течения, направленные обратно ветру.

Этот результат, получивший развитие в дальнейшем [23], является важным не только потому, что он разъясняет причину противотечений, имеющих место в мелководных замкнутых морях, но также и потому, что он, повидимому, объясняет и основную причину возникновения экваториальных противотечений в океанах. Однако для построения теории экваториальных противотечений совершенно необходимо учесть эффект отклоняющей силы вращения земли, не принимавшийся ранее во внимание. Вследствие этого, не мог быть получен профиль поверхности океана в вертикальном сечении, поперечном экваториальным потокам. Профиль этот, как показывают упоминавшиеся в разделе 1 данные наблюдений в Атлантическом и Тихом океанах (рис. 5 и 11), тесно связан с направлениями и скоростями экваториальной циркуляции, осуществляющейся в поле кориолисовой силы. Необычайная сложность интересующей нас проблемы исключает возможность построения точной физико-математической теории экваториальных противотечений; решение этой задачи может быть получено лишь в приближенной форме. При этом возможны два пути, сущность которых заключается в следующем:

1. Можно описать изучаемое движение в океане совершенно точными дифференциальными уравнениями во вращающейся системе сферических координат и затем, ввиду невозможности их точного решения, искать приближенные методы решения, разлагая, например, интегралы в ряды, вводя малые параметры и т. п.

2. Можно с самого начала изучаемое нами явление заменить другим, более простым и поэтому допускающим полное исследование, но сохраняющим главные черты изучаемого процесса, иными словами — схематизировать изучаемое явление, заменить его более простой моделью.

Для построения приближенной теории экваториальных противотечений мы воспользуемся вторым путем, так как считаем, что этот путь более отчетливо по сравнению с первым, чисто математическим путем приближений, уяснит нам физическую сущность интересующего нас явления и позволит выделить факторы, играющие главную роль в динамике экваториального противотечения. Желаемой цели можно достигнуть совершенно элементарным путем [24], обобщая упоминавшуюся в разделе 3 задачу Экмана о течениях, возбуждаемых равномерным ветром в ограниченном однородном море на случай поперечной неравномерности ветра.

Таким образом, схематизация интересующего нас явления будет заключаться в первую очередь в том, что вместо неоднородного в действительности океана мы будем рассматривать движение в океане однородном, полагая, что на дне океана скорости течения равны нулю. Сходство с естественными условиями сохраняется в том, что экваториальные противотечения в океанах (см. раздел 1) существуют в верхнем однородном их слое, ограниченном снизу слоем скачка плотности,

являющимся для экваториальных течений некоторым подобием „жидкого“ дна, ниже которого скорости противотечения весьма малы. Различие, однако, будет заключаться в краевых условиях на этой нижней границе однородного слоя, где мы будем считать скорости течения равными нулю (дно океана), тогда как в действительности они лишь очень малы. Это расхождение между краевыми условиями схематизированного и реально существующего явления может несколько исказить количественные результаты теории, но вряд ли отразится на качественных ее выводах.

Во-вторых, наша теория будет опираться на предположение о том, что в экваториальной зоне океана существует некоторая замкнутая область, внутри которой происходит перераспределение воды, вследствие сгонно-нагонного эффекта пассатов. Мы не определяем заранее физических свойств границ рассматриваемой области, и в этом смысле они

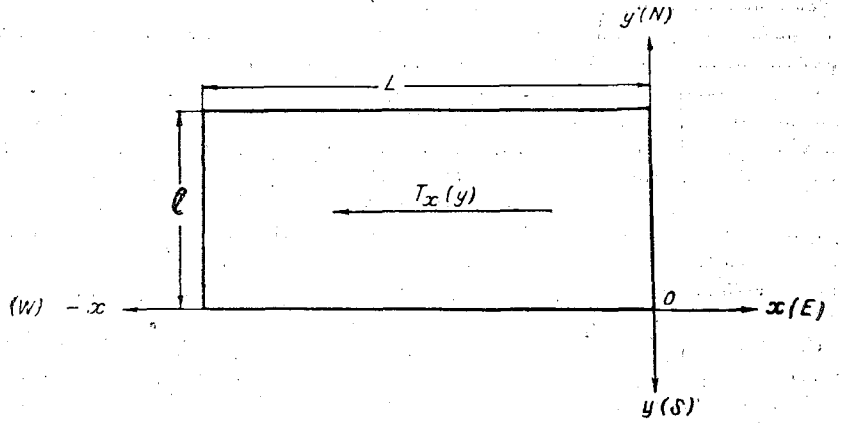


Рис. 30. К теории экваториальных противотечений (форма и ориентировка области нагона).

могут быть как твердыми (материки), так и жидкими, но, так или иначе, на границах и внутри области должны выполняться некоторые условия, смысл которых будет выяснен несколько ниже.

Точно так же мы не будем сейчас обсуждать возможное географическое положение границ области. Это будет сделано лишь после того, когда мы убедимся, что результаты теории достаточно хорошо совпадают с действительностью, т. е. уже после того, когда реальность существования предполагаемой области будет естественно обоснована.

Мы будем пренебрегать кривизной земной поверхности и примем для простоты, что контур, ограничивающий область нагона, имеет форму прямоугольника (рис. 30), сильно вытянутого в зональном направлении, с которым мы совместим ось X декартовой системы координат. Длину контура в указанном направлении мы обозначим через L, тогда как поперечный этому направлению меньший размер контура, совпадающий с направлением меридиана (ось Y), мы обозначим через l. За положительное направление оси X мы примем направление на восток, тогда как положительное направление оси Y будет ориентировано на север (рис. 30).

В дальнейшем нам понадобятся выражения (51) и (52) для компонент полного потока S от поверхности ($z=0$) до дна океана ($z=h$), которые с достаточным приближением справедливы лишь в случае $\frac{h}{D} \geqslant 3$. Мы покажем в дальнейшем, что это условие выполняется применительно к толщине однородного слоя в экваториальной зоне океана.

Имея в виду пассаты, мы будем считать, что скорость ветра направлена вдоль оси X и меняется лишь в поперечном ветру направлении меридиана Y, т. е., что $T_y=0$, а $T_x=T_x(y)$. Тем самым мы полагаем, что в сгонно-нагонном эффекте пассатов преобладающая роль принадлежит зональной их составляющей, что, повидимому, близко отвечает действительности, ибо в экваториальной зоне океанов (особенно Тихого океана) пассаты, как известно, обладают резко выраженной зональностью.

Так как зональная протяженность (по ветру) рассматриваемого контура намного превышает его меридиональный поперечник, то можно в приближении допустить, что подъем ζ точек поверхности океана по ветру на некотором удалении от краев области является линейной функцией одной лишь координаты x, иными словами, что $\gamma_x=\text{const}$. Как следствие этого допущения вытекает, что γ_y должно являться функцией только y. Таким образом, вследствие большой зональной и малой меридиональной протяженности области нагона, поверхность океана внутри нее можно в приближении отождествить с цилиндрической поверхностью, т. е. с поверхностью, обладающей прямолинейными и параллельными друг другу образующими, вытянутыми в зональном направлении, по ветру.

Вспоминая схематизированные данные наблюдений (рис. 13), легко убедиться в том, что сделанные предположения находятся в согласии с данными наблюдений, по которым поверхность океана в экваториальной области, действительно, можно схематически интерпретировать цилиндрической поверхностью, т. е. допустить, что $\gamma_x=\text{const}$, а $\gamma_y=\gamma_y(y)$.

Таким образом, выражения (51) и (52) применительно к рассматриваемому случаю запишутся в виде

$$S_x=B\gamma_x+b\gamma_y(y)\,, \tag{58}$$

$$S_y=B\gamma_y(y)-b\gamma_x-cT_x(y)\,. \tag{59}$$

Наша задача будет заключаться в том, чтобы из уравнений (58) и (59) определить искомые величины $\gamma_x=\text{const}$ и $\gamma_y(y)$ в зависимости от заданных значений $T_x(y)$, т. е. определить форму цилиндрической поверхности океана, соответствующую заданному и притом реальному полю ветра. Если в результате окажется, что единственно возможной формой цилиндрической поверхности океана явится именно форма, согласная с данными наблюдений, и что все вытекающие из этого динамические следствия также не будут противоречить действительности, то тем самым будет доказано, что сгонно-нагонный эффект поперечно-неравномерного скоростного поля пассатов является действительной причиной наблюдаемой формы поверхности океана, т. е. причиной экваториальных противотечений. Заметим, что при наличии замкнутой области,

внутри которой существует стационарное перераспределение воды, вследствие сгонно-нагонного эффекта пассатов, количество воды, протекающее в пределах контура в зональном и меридиональном направлениях в итоге должно быть равно нулю, иными словами:

$$\int_0^l S_x\,dy = \int_0^l \int_0^h u\,dy\,dz = 0\ , \tag{60}$$

$$\int_0^L S_y\,dx = \int_0^L \int_0^h v\,dx\,dz = 0\ . \tag{61}$$

Эти условия, являющиеся обобщением условий (54), играют важную роль в нашей теории. Применяя условие (60) к выражению (58), получим

$$\gamma_x = -\frac{b}{Bl}\int_0^l \gamma_y\,dy = \frac{b}{Bl}\int_0^l \frac{\partial\zeta}{\partial y}\,dy = \frac{b}{Bl}(\zeta_l - \zeta_0)\ , \tag{62}$$

где ζ_l и ζ_0 — значения ζ, соответствующие значениям $y = l$ и $y = 0$, разность которых, согласно сделанному предположению о том, что $\gamma_x = \mathrm{const}$, должна быть также постоянной величиной, не зависящей от x и y.

Подставляя (62) в (59) и применяя к последнему условие (61), в свою очередь, будем иметь

$$\frac{\partial\zeta}{\partial y} = \frac{b^2}{B^2 l}(\zeta_0 - \zeta_l) - \frac{c}{B}\,T_x(y) \tag{63}$$

или после интегрирования и определения произвольной постоянной, обозначенной через ζ_0, получим

$$\zeta(y) = \frac{b^2}{B^2 l}(\zeta_0 - \zeta_l)\,y - \frac{c}{B}\int_0^y T_x(y)\,dy + \zeta_0\ . \tag{64}$$

Так как перемещение воды внутри рассматриваемой области при отсутствии притока или оттока воды извне не должно изменить начального объема воды внутри области, то вместе с условиями (60) и (61) должно выполняться и условие „постоянства объема", имеющее в нашем случае следующий вид:

$$\int_0^l \zeta(y)\,dy = 0\ . \tag{65}$$

Применяя последнее условие к выражению (64), мы получаем возможность связать $\zeta_0 - \zeta_l$ с ζ_0, а именно:

$$\zeta_l - \zeta_0 = \frac{2B^2}{b^2}\zeta_0 - \frac{2cB}{b^2 l}\int_0^l F(y)\,dy\ , \tag{66}$$

причем введено обозначение

$$F(y) = \int T_x(y)\,dy\ . \tag{67}$$

Подставляя (66) в (62), получим

$$\gamma_x = \frac{2}{bl}\left[B\zeta_0 - c\overline{F(y)}\right] = \text{const}\ , \tag{68}$$

где через $\overline{F(y)}$ обозначено среднее значение $F(y)$ в интервале $0, l$, т. е.

$$\overline{F(y)} = \frac{1}{l}\int_0^l F(y)\,dy\ . \tag{69}$$

Подставляя же (66) в (64), будем иметь

$$\zeta(y) = \frac{2\zeta_0}{l}\left(\frac{l}{2} - y\right) + \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\overline{F(y)}\ y - F(y)\right], \tag{70}$$

а вместо (63) получим

$$\gamma_y = -\frac{\partial\zeta}{\partial y} = \frac{2\zeta_0}{l} - \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\overline{F(y)} - T_x(y)\right]\ . \tag{71}$$

Заметим, что все полученные здесь столь простым путем искомые величины $\zeta(y)$, γ_x и γ_y содержат неопределенную пока постоянную ζ_0, представляющую собой высоту физической поверхности океана на южном крае меридионального сечения рассматриваемой области. Постоянную ζ_0 мы определим путем некоторых косвенных соображений, попутно разъясняющих физический смысл членов, фигурирующих в выражениях (68), (70) и (71). Прежде всего обратимся к выражению (70), определяющему кривую меридионального профиля поверхности океана $\zeta(y)$ в пределах рассматриваемой области. Как видим, меридиональный профиль поверхности океана определяется суммой двух членов.

Первый член

$$\zeta_1(y) = \frac{2\zeta_0}{l}\left(\frac{l}{2} - y\right) \tag{72}$$

представляет собой линейное изменение уровня, причем тангенс угла наклона прямой $\zeta_1(y)$ по отношению к горизонту определяется величиной $\frac{2\zeta_0}{l}$. На это линейное изменение поверхности океана в поперечном ветру меридиональном сечении области накладывается изменение высот точек поверхности, определяемое вторым членом в (70), а именно:

$$\zeta_2(y) = \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\overline{F(y)}\ y - F(y)\right]\ . \tag{73}$$

Нетрудно убедиться в том, что второе слагаемое $\zeta_2(y)$ зависит исключительно от поперечной неравномерности ветра, ибо в случае равномерного ветра при подстановке в (73) $T_x = \text{const}$, ζ_2 обращается в нуль. Таким образом, в выражении (70) второе слагаемое характеризует эффект поперечной неравномерности ветрового поля, представляя собой те возмущения, которые накладываются на линейное изменение поверхности океана, определяемое членом $\zeta_1(y)$. Мы назовем поэтому функцию $\zeta_2(y)$ „функцией возмущения“.

Напротив, линейное изменение $\zeta_1(y)$ профиля поверхности океана существует как в случае равномерного ветрового поля, когда фактическое изменение уровня в поперечном ветру направлении целиком подчиняется линейному закону (результат, полученный ранее Экманом), так и в случае поперечной неравномерности ветра, когда $\zeta_1(y)$ является одной из составляющих фактического профиля поверхности океана. Это наводит на мысль о том, что линейный член $\zeta_1(y)$ должен быть связан с некоторой постоянной величиной T_c тангенциального давления ветра, отклонениями от которой можно характеризовать ветровое поле любой поперечной неравномерности, т. е. задавать $T_x(y)$ в виде

$$T_x(y) = T_c + T_x'(y),$$

где $T_x'(y)$ — отклонения T от некоторого постоянного значения T_c. Таким образом, и неравномерное ветровое поле следует рассматривать как результат наложения на некоторое равномерное поле T_c возмущений $T_x'(y)$, определяющих возмущения $\zeta_2(y)$ линейного изменения уровня $\zeta_1(y)$, зависящего, в свою очередь, от равномерного поля T_c. В качестве такой постоянной величины T_c, связанной с неравномерностью ветрового поля, физически наиболее естественно выбрать среднее значение тангенциального давления ветра $\overline{T}$ в пределах рассматриваемой области

$$\overline{T} = \frac{1}{l}\int_0^l T_x(y)\,dy \tag{74}$$

и задавать ветровое поле любой поперечной неравномерности в виде отклонений от среднего значения, т. е.

$$T_x(y) = \overline{T} + T_x'(y). \tag{75}$$

Разложение ветрового поля на равномерную часть, определяемую $\overline{T}$ и возмущением $T_x'(y)$, позволяет, как мы сейчас убедимся, осуществить в формулах (68) и (71) переход к известному уже, частному случаю равномерного ветра, благодаря чему определится и неизвестная постоянная ζ_0. В самом деле, полагая в (68) $T_x'(y) = 0$ и, следовательно, $T_x(y) = \overline{T} = \text{const}$, мы, очевидно, должны получить значение γ_x, соответствующее частному случаю равномерного ветра. Но в этом случае γ_x можно найти и независимым от (68) способом. Действительно, применяя условия (60) и (61) к выражениям для полных потоков (58) и (59) и полагая в них $\gamma_x = \text{const}$, $\gamma_y = \text{const}$, $T_x(y) = \overline{T} = \text{const}$, мы получим

$$\gamma_y = \frac{cB\overline{T}}{B^2 + b^2}, \tag{76}$$

$$\gamma_x = -\frac{cB\overline{T}}{B^2 + b^2}, \tag{77}$$

т. е. формулы, аналогичные формулам (56) и (57), полученным ранее Экманом [25], [9] в случае равномерного ветра. Подставим теперь (77)

на место левой части выражения (68), правую часть которого предварительно вычислим для случая $\overline{T}_x(y) = \overline{T}$, т. е.

$$-\frac{cb\overline{T}}{B^2+b^2} = \frac{2}{bl}\left[B\zeta_0 - \frac{\overline{T}lc}{2}\right].$$

Отсюда определится значение ζ_0:

$$\zeta_0 = \frac{Blc\overline{T}}{2(B^2+b^2)}. \tag{78}$$

Подставляя (78) на место ζ_0 в формулах (68), (70) и (71), получим окончательные выражения для наклона поверхности океана в направлении ветра:

$$\gamma_x = \frac{c}{b}\left[\frac{B^2\overline{T}}{B^2+b^2} - \frac{2}{l}\overline{F(y)}\right], \tag{79}$$

а для наклона поверхности океана в поперечном ветру меридиональном направлении:

$$\gamma_y = \frac{cB\overline{T}}{B^2+b^2} - \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\overline{F(y)} - T_x(y)\right], \tag{80}$$

и, наконец, окончательное выражение для меридионального профиля поверхности океана:

$$\zeta(y) = \frac{cBl\overline{T}}{2(B^2+b^2)}\left(1-\frac{2y}{l}\right) + \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\overline{F(y)}\ y - F(y)\right]. \tag{81}$$

Таковы главные соотношения излагаемой здесь теории. Заметим, что формулами (79), (80), (49) и (50) определяются компоненты геострофической циркуляции в рассматриваемой области, а с помощью выражений (48), (49), (50), (79) и (80) и формул, даваемых экмановской теорией для компонент чисто дрейфовых течений, могут быть получены выражения для компонент результирующей циркуляции на любой глубине поверхностного слоя океана ($0 \leqslant z \leqslant D$).

Важно при этом подчеркнуть, что вместо формул (20) для компонент чисто дрейфового течения мы должны пользоваться формулами им обратными:

$$u_W = \sqrt{u_{0,W}^2 + v_{0,W}^2}\cdot e^{-\frac{\pi z}{D}}\sin\left(45^\circ - \frac{\pi}{D}z\right), \tag{82}$$

$$v_W = \sqrt{u_{0,W}^2 + v_{0,W}^2}\cdot e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\left(45^\circ - \frac{\pi}{D}z\right), \tag{83}$$

ибо по принятому здесь условию компонента v_W является составляющей течения, перпендикулярной ветру, тогда как в формулах (20) v_W была составляющей течения в направлении ветра. Кроме того, заметим, что на основании формул (35), (36) и (53) компоненты чисто дрей-

фового течения на поверхности океана для нас будет выгодно представить в форме

$$u_{0,W} = v_{0,W} = -\frac{kc\,T_x}{2B}, \tag{84}$$

являющейся видоизменением формулы (23).

В следующих разделах мы займемся выяснением того, насколько качественные и количественные результаты теории согласуются с действительностью.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ СХЕМА ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА И ЛИНИЙ ТОКА ГЕОСТРОФИЧЕСКОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОБЛАСТИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ. СКОРОСТЬ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ В ШТИЛЕВОЙ ЗОНЕ

В целях приложения нашей простой теории к проблеме экваториальных противотечений примем во внимание, что пассаты в экваториальных зонах Тихого и Атлантического океанов обладают главной составляющей, направленной на запад, т. е. в сторону отрицательной оси X (при избранной нами системе координат). Следовательно, $T_x(y) = -|T_x(y)|$, где вертикальными чертами обозначено абсолютное значение тангенциального давления ветра. В дальнейшем, имея в виду это замечание и пользуясь абсолютными значениями T, мы будем опускать условный знак абсолютного значения $|\ |$.

Для выражения интегралов, фигурирующих в выражениях (79), (80) и (81) в элементарных функциях, допустим на первых порах, что тангенциальное давление ветра в рассматриваемой области меняется в зависимости от широты (y) по следующему простому закону:

$$T_x(y) = -\frac{T_0}{2}\left(1 + \cos\frac{2\pi y}{l}\right). \tag{85}$$

Разумеется, что выражение (85) описывает лишь главные черты поперечной неравномерности ветрового поля пассатов в экваториальной области, например, Тихого океана. Детали этой неравномерности, к сожалению, до сих пор не известны. Согласно (85), тангенциальное давление ветра, обладающее максимальным абсолютным значением T_0[1] на краях области (в широтном направлении) при $y = 0$, $y = l$, снижается по закону косинуса до нуля в центральной части области $\left(y = \frac{l}{2}\right)$, которая является схематической интерпретацией штилевой зоны. Подставляя (85) в (67), получим

$$F(y) = -\frac{T_0}{2}\int\left(1 + \cos\frac{2\pi y}{l}\right)dy = -\frac{T_0}{2}y - \frac{T_0 l}{4\pi}\sin\frac{2\pi y}{l},$$

[1] Знак минус перед скобкой в (85) означает, что T_0 ориентировано в направлении отрицательной оси X (на запад).

вместо (69) и (74) будем иметь:

$$\overline{F(y)} = \frac{1}{l}\left(-\frac{T_0}{2}\int_0^l y\,dy - \frac{T_0 l}{4\pi}\int_0^l \sin\frac{2\pi y}{l}\,dy\right) = -\frac{T_0 l}{4},$$

$$\overline{T(y)} = -\frac{T_0}{2l}\int_0^l\left(1+\cos\frac{2\pi y}{l}\right)dy = -\frac{T_0}{2}.$$

Подставляя полученные значения $F(y)$, $\overline{F(y)}$ и $\overline{T(y)}$ в формулы (79), (80) и (81), мы после небольших преобразований получим

$$\zeta(y) = \frac{clT_0}{2B}\left[\frac{\frac{y}{l}-\frac{1}{2}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + \frac{1}{2\pi}\sin\frac{2\pi y}{l}\right], \tag{86}$$

$$\gamma_y = -\frac{\partial\zeta(y)}{\partial y} = -\frac{cT_0}{2B}\left[\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + \cos\frac{2\pi y}{l}\right], \tag{87}$$

$$\gamma_x = -\frac{\partial\zeta}{\partial x} = \frac{cb\,T_0}{2(B^2+b^2)} = \text{const}. \tag{88}$$

Согласно (87), (88), (49) и (50), компоненты геострофической циркуляции u_G и v_G будут определяться выражениями

$$u_G = k\gamma_y = -\frac{kcT_0}{2B}\left[\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + \cos\frac{2\pi y}{l}\right], \tag{89}$$

$$v_G = -k\gamma_x = -\frac{kcb\,T_0}{2(B^2+b^2)}. \tag{90}$$

Исследуем сначала кривую меридионального профиля поверхности океана в каком-либо поперечном ветру сечении нашей области. Эта кривая определяется формулой (86), а формула (87) определяет наклон касательной к кривой меридионального профиля поверхности океана по отношению к горизонтальной плоскости. Из формулы (86) явствует, что чем больше начальная ордината $\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}$ линейного изменения поверхности океана по сравнению с амплитудой $\frac{1}{2\pi}$ функции возмущения [оцениваемой вторым членом в скобках формулы (86)], тем меньше влияние последней. Поэтому противотечение, даже в штилевой области $\left(y=\frac{l}{2}\right)$ может отсутствовать, если

$$\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} > 1.$$

Нетрудно, однако, показать, что в условиях открытого океана эта возможность совершенно нереальна. В самом деле, пользуясь выражениями (35), (36) и (37), можно преобразовать левую часть последнего неравенства к виду

$$\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}=\frac{1}{4\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2-4\frac{\pi h}{D}+2}, \tag{91}$$

откуда убеждаемся, что чем больше глубина моря h в сравнении с глубиной трения D, тем меньше начальная ордината линейного изменения уровня в сравнении с амплитудой $\frac{1}{2\pi}$ функции возмущения. Следовательно, при большом $\frac{h}{D}$ влияние линейного члена ζ_1 на поведение результирующей кривой $\zeta(y)$ ощутимо сказывается лишь у самых краев рассматриваемой области и совершенно ничтожно в центральной ее части, где поведение $\zeta(y)$ главным образом определяется ходом функции возмущения $\zeta_2(y)$, т. е. в данном случае функцией $\sin\frac{2\pi y}{l}$.

Так, например, рассматривая область экваториального противотечения в Тихом или Атлантическом океанах, можно положить $\varphi=5°$ N, а величину A_z считать, по Дефанту, равной $A_z=100$ см²/сек. Тогда, согласно (17), окажется, что $D\cong 123$ м. Так как в нашем случае $h=400$ м (глубина распространения системы экваториального противотечения, см. раздел 1), не говоря уже о значительно большей фактической глубине океанов (если считать их однородными), то $\frac{h}{D}\cong 3{,}3$ и для первого члена в скобке формул (87) и (89) мы получим величину 0,01, которой $\left(\text{при } y=\frac{l}{2}\right)$ свободно можно пренебречь в сравнении с единицей, т. е. считать, что в окрестности середины области величина и направление поперечного ветру наклона поверхности океана целиком определяется видом функции возмущения $\left(\text{изменением } \sin\frac{2\pi y}{l}\right)$. Построенный, согласно формуле (86) (в некоторых условных единицах), меридиональный профиль $\zeta(y)$ поверхности океана изображен на рис. 31. В верхней части этого рисунка указано изменение тангенциального давления ветра $T_x(y)$ по закону (85), причем ветер направлен перпендикулярно чертежу от наблюдателя, смотрящего на рисунок. Ниже кривой $T_x(y)$ указаны линейное изменение уровня $\zeta_1(y)$ и ход функции возмущения $\zeta_2(y)$, сложение которых определяет меридиональный профиль поверхности океана $\zeta(y)$. Легко заметить, что профиль этот обладает всеми главными особенностями меридионального изменения поверхности Тихого и Атлантического океанов между экватором и широтой около 15—20° N (сравнить с рис. 5 и рис. 11). На рис. 31 указана ширина противотечения если определять ее по расстоянию между гребнем и ложбиной поперечного профиля, как это обычно

делается в мореведческой практике и что, строго говоря, допустимо лишь в случае чисто геострофической циркуляции. На обсуждении этого вопроса мы подробно остановимся в следующем разделе.

Здесь же мы рассмотрим вопрос о линиях тока геострофической циркуляции внутри рассматриваемой нами области. Эти линии тока, как известно, должны совпадать с линиями равных высот точек поверхности океана, иначе говоря с ее топографией.

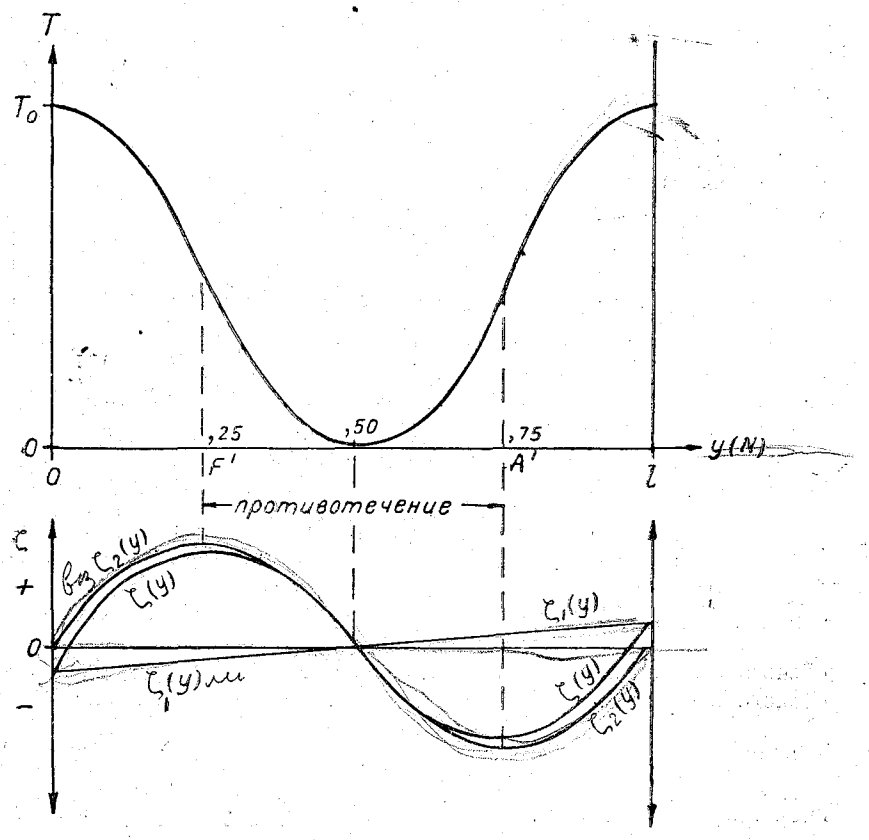


Рис. 31. Меридиональный профиль поверхности океана.

Вверху: поперечное (меридиональное) изменение скорости ветра по закону (85). Ветер от наблюдателя, смотрящего на чертеж. Внизу: теоретическая схема меридионального профиля поверхности океана.

Уравнение линий тока геострофической циркуляции будет определяться выражением

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_G}{u_G}.$$

Подставляя в последнее значения v_G и u_G, на основании (89) и (90) будем иметь

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\dfrac{b}{B^2+b^2}}{\dfrac{B}{B^2+b^2} + \dfrac{1}{B}\cos\dfrac{2\pi y}{l}}. \qquad (92)$$

Интегрируя (92) и полагая, для простоты, $l = 2\pi$, мы получим уравнение линий тока в виде

$$x = \frac{B}{b}\left[y + \left(1 + \frac{b^2}{B_2^2}\right)\sin y\right] + C, \tag{93}$$

или, вспоминая (35), (36) и (37), в развернутой форме

$$x = \frac{1}{2\frac{\pi h}{D} - 1}\left[y + \left(4\frac{\pi^2 h^2}{D^2} - 4\frac{\pi h}{D} + 2\right)\sin y\right] + C, \tag{93'}$$

где C — произвольная постоянная интегрирования.

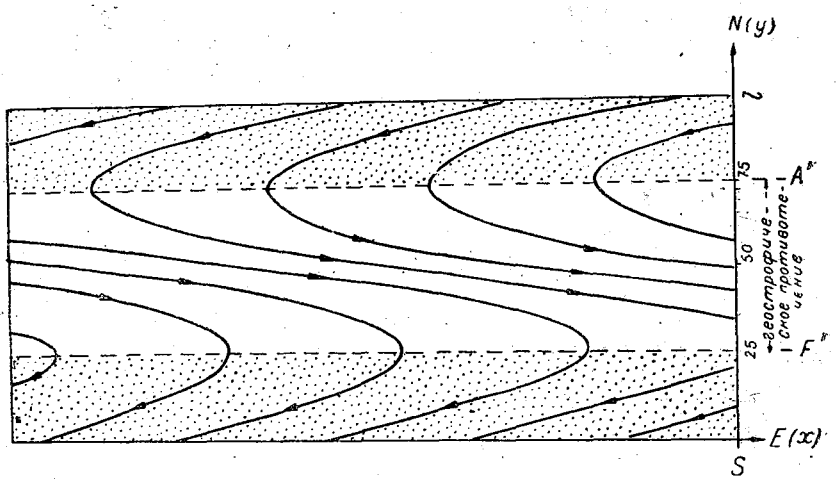


Рис. 32. Теоретическая схема топографии поверхности океана в области противотечения. Стрелками указано направление течения.

Схема линий тока геострофической циркуляции в случае $\frac{h}{D} = 3$ изображена, согласно (93), на рис. 32 (стрелками указаны направления течения в северном полушарии). Рис. 32 одновременно является планом топографии поверхности океана в рассматриваемой области, меридиональное вертикальное сечение которой было изображено ранее на рис. 31.

В соответствии с рис. 31, в плане на рис. 32 прерывистыми линиями указана область геострофического противотечения.

Сравнивая полученную теоретическую схему топографии поверхности океана (рис. 32) с результатами обработки наблюдений (рис. 9 и 12) и их схематической интерпретацией (рис. 13), мы убеждаемся в том, что качественные результаты теории весьма хорошо согласуются с действительностью.

Мы закончим настоящий раздел определением скорости противотече-

ния в штилевой зоне, где поток, очевидно, носит чисто геострофический характер ($T_x = 0$). Полагая в (89) $y = \frac{l}{2}$, получим

$$u_G = -\frac{kcT_0}{2B}\left[\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} - 1\right],$$

или в случае $\frac{h}{D} = 3$, имея в виду (91), с достаточной точностью

$$u_G = \frac{kcT_0}{2B} = \frac{\pi T_0}{2D\omega\sin\varphi}. \qquad (94)$$

Таково выражение для зональной компоненты геострофического противотечения (положительный знак u_G означает направление на восток) в центре области.

Примем скорость пассатов W_0 на краях области равной 10 м/сек. Тогда, согласно известному соотношению $T = 32 \cdot 10^{-7} W^2$, в котором T и W выражены в системе CGS, получим, что

$$T_0 = 3{,}2 \text{ дин/см}^2.$$

Попрежнему полагая $D \cong 123$ м и $\varphi = 5°$ N, мы, согласно (94), получим

$$u_G = \frac{3 \cdot 3{,}2}{123 \cdot 10^2 \cdot 128 \cdot 10^{-7}} = \frac{9{,}6}{15\,744 \cdot 10^{-5}} \cong 60 \text{ см/сек}.$$

Вычисленная таким путем величина зональной составляющей скорости противотечения в штилевой области хорошо совпадает с данными динамической обработки наблюдений в Тихом океане, согласно которым зональная составляющая скорости экваториального противотечения там немного превышает 50 см/сек. (см. график изотах противотечения на рис. 3).

Меридиональная составляющая скорости геострофического противотечения в штилевой зоне, определяемая формулой (90), после некоторых преобразований запишется в виде

$$v_G = -\frac{kcbT_0}{2(B^2+b^2)} = -\frac{kcT_0}{2B}\left[\frac{2\frac{\pi h}{D} - 1}{4\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2 - 4\frac{\pi h}{D} + 2}\right]. \qquad (95)$$

Знак минус в выражении (95) означает, что меридиональная составляющая течения направлена на юг. Абсолютная же ее величина, как это следует из сравнения (94) и (95), равна абсолютному значению зональной составляющей в центре области, уменьшенному в отношении

$$\frac{2\frac{\pi h}{D} - 1}{4\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2 - 4\frac{\pi h}{D} + 2} \cong \frac{17}{290} \cong 0{,}06,$$

если $\frac{h}{D} = 3$.

Таким образом, в случае $\frac{h}{D}=3$

$$v_G \cong 0{,}1, \quad u_G \cong 6 \text{ см/сек.},$$

т. е. меридиональная составляющая скорости геострофического противотечения в центре области (штилевая зона) сравнительно с u_G очень мала, а потому абсолютная величина полного вектора скорости геострофического противотечения в штилевой области почти целиком определяется его зональной компонентой.

6. СХЕМА РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА В ОБЛАСТИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ

Так же как и в предыдущем разделе, мы начнем изучение фактической, результирующей циркуляции на поверхности океана в данной области с рассмотрения одной лишь ее зональной составляющей. Как указывалось в разделе 3 [формулы (48)], результирующая циркуляция в слое от поверхности океана до глубины D (если $h \geqslant 3D$) слагается из компонент геострофического и чисто дрейфового течений. Следовательно, имея в виду зональную компоненту результирующей циркуляции на поверхности океана $u_{0,R}$, мы должны написать

$$u_{0,R} = u_G + u_{0,W},$$

где u_G определяется формулой (89), а $u_{0,W}$ выражением (84), в котором для T_x следует принять закон (85). Следовательно,

$$u_{0,R} = -\frac{kcT_0}{4B}\left[\frac{2}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + 1 + 3\cos\frac{2\pi y}{l}\right], \tag{96}$$

Откуда можно сделать важный вывод, что фактические границы противотечения на поверхности океана (имея в виду зональную составляющую течения) не совпадают с гребнем и впадиной кривой меридионального профиля поверхности океана, приуроченным к значениям $y_1 = \frac{l}{4}, y_2 = \frac{3}{4}l$, так как меридиональная деформация океана определяет исключительно величину и направление геострофических компонент u_G. Фактические границы противотечения на поверхности океана на каком-либо меридиональном разрезе мы получим, полагая в (96) $u_{0,R}=0$. Тогда пренебрегая первым членом в скобке формулы (96) по сравнению с единицей (что допустимо в случае $\frac{h}{D}=3$), мы получим следующее уравнение:

$$\cos\frac{2\pi y}{l} = -\frac{1}{3},$$

которому удовлетворяют значения y, соответствующие положению границ противотечения (смена знака $u_{0,R}$):

$$y_1 \cong 0{,}3l,\ y_2 \cong 0{,}7\,l.$$

Положение границ результирующего противотечения в меридиональном разрезе области на различных глубинах от поверхности океана до глубины $z = 1{,}5\,D$ (в случае $\frac{h}{D} = 3$) легко определить, исходя из выражений (48), (82), (84) и (89) и решая (48) относительно y в случае $u_{0,R} = 0$. Искомые значения y (границ противотечения) будут определяться уравнением

$$\cos\frac{2\pi y}{l} = -\frac{e^{-\frac{\pi}{D}z}\sin\left(45^\circ - \frac{\pi z}{D}\right)}{\sqrt{2} + e^{-\frac{\pi}{D}z}\sin\left(45^\circ - \frac{\pi z}{D}\right)}.$$

Для определения границ противотечения в придонном слое от глубин $1{,}5\,D \leqslant z \leqslant h \leqslant 3\,D$ следует обратиться к выражению (44). Для нашей цели эту формулу удобнее представить в виде

$$u_g = k\left[\gamma_y - \sqrt{\gamma_x^2 + \gamma_y^2}\,e^{-\frac{\pi}{D}z}\left(\cos\frac{\pi}{D}z\cos\psi_2 - \sin\frac{\pi}{D}z\sin\psi_2\right)\right].$$

Нужно при этом помнить, что в написанном выражении z отсчитывается снизу вверх ($z = 0$ соответствует дну океана или нижней границе рассматриваемого слоя).

Так как, согласно (47),

$$\cos\psi_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\psi_2}} = \frac{\gamma_y}{\sqrt{\gamma_x^2 + \gamma_y^2}},$$

$$\sin\psi_2 = \frac{\operatorname{tg}\psi_2}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\psi_2}} = \frac{\gamma_x}{\sqrt{\gamma_x^2 + \gamma_y^2}},$$

то

$$u_g = k\left[\gamma_y - e^{-\frac{\pi}{D}z}\left(\cos\frac{\pi}{D}z \cdot \gamma_y - \sin\frac{\pi}{D}z \cdot \gamma_x\right)\right].$$

Полагая $u_g = 0$, мы найдем границы противотечения, решая относительно γ_y уравнение

$$\gamma_y - e^{-\frac{\pi}{D}z}\gamma_y\cos\frac{\pi}{D}z + e^{-\frac{\pi}{D}z}\gamma_x\sin\frac{\pi}{D}z = 0,$$

ибо γ_y, является функцией от y ($\gamma_x = \text{const}$).
Мы получим

$$\gamma_y = -\frac{\gamma_x e^{-\frac{\pi}{D}z}\sin\frac{\pi}{D}z}{1 - e^{-\frac{\pi}{D}z}\cos\frac{\pi}{D}z}.$$

Подставляя вместо γ_y и γ_x их выражения согласно (87) и (88) и пренебрегая малым членом (91), мы найдем искомые значения y из уравнения

$$\cos\frac{2\pi y}{l} = \frac{Bb}{B^2+b^2}\,\frac{e^{-\frac{\pi}{D}z}\sin\frac{\pi}{D}z}{1-e^{-\frac{\pi}{D}z}\cos\frac{\pi}{D}z},$$

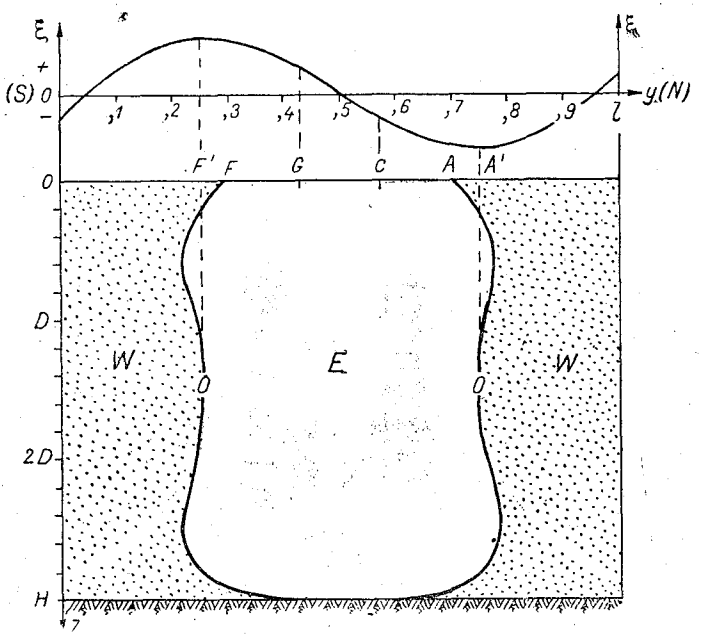


Рис. 33. Меридиональный профиль поверхности океана.

Вверху: теоретическая схема меридионального профиля поверхности океана. Внизу: границы между экваториальным противотечением (E) и экваториальными течениями (W) в вертикальной плоскости меридионального сечения океана (теория).

где в случае $h = 3D$

$$\frac{Bb}{B^2+b^2} = \frac{2\frac{\pi h}{D}-1}{4\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2-4\frac{\pi h}{D}+2} \cong 0{,}06.$$

Результаты вычисления положения границ противотечения в вертикальной плоскости меридионального разреза области изображены на рис. 33. Точками и буквами W обозначена вода, движущаяся на запад по ветру, а буквой E указана область противотечения, направленного на восток. В верхней части рис. 33 указан уже известный нам меридиональный профиль поверхности океана [согласно (86)], определяющий направление зональных компонент геострофической циркуляции. Как видим, на поверхности океана ширина противотечения меньше расстояния

между гребнем и впадиной меридионального ее профиля. С увеличением глубины ширина противотечения увеличивается настолько, что на глубине $z = 0{,}5\,D$ ширина противотечения уже превышает расстояние между гребнем и впадиной на меридиональном профиле поверхности океана, т. е. расстояние, определяющее собственно ширину геострофического противотечения. Начиная с указанной глубины, с возрастанием z ширина противотечения начинает уменьшаться, стремясь к ширине геострофического противотечения, которую поток достигает примерно на глубине $z = 1{,}5\,D$, именно там, где влияние сил трения становится практически

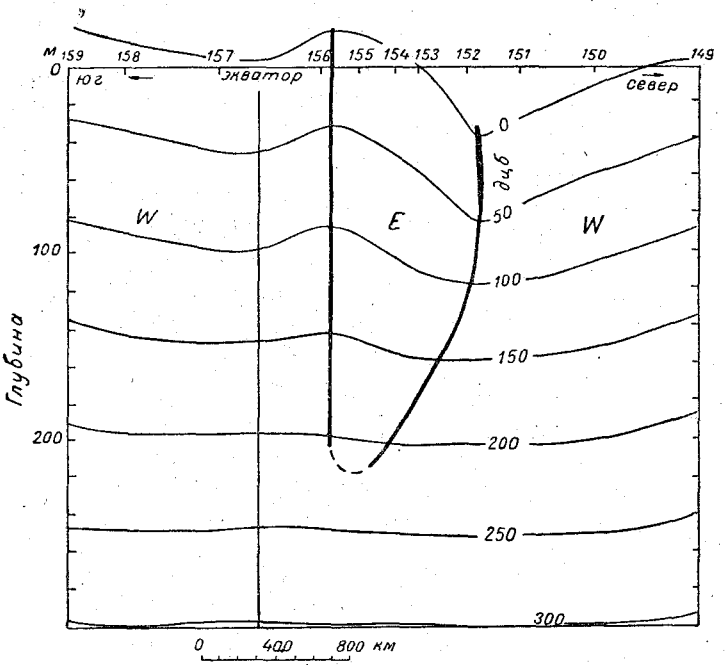


Рис. 34. Профили изобарических поверхностей и границы противотечения в вертикальной плоскости меридионального разреза Тихого океана (140° W) по данным экспедиции на „Карнеги" (W — экваториальные течения, E — экваториальное противотечение)

ничтожным. Ниже глубины $z = 1{,}5\,D$, с приближением ко дну, ширина противотечения немного увеличивается и затем в придонном слое резко уменьшается до нуля.

Таким образом, в интерпретации теории, противотечение вырезает в толще воды (движущейся на запад) замкнутую область, наподобие „окна". Этот результат, как легко заметить, находится в противоречии с теми выводами о форме границ противотечения, которые можно сделать на основании рис. 3. Согласно этому рисунку, заимствованному нами у Свердрупа [7], границы противотечения на меридиональном разрезе Тихого океана (долгота 140° W) расширяются с увеличением глубины. К сожалению, нам неизвестны соображения, на основании которых Свердруп получил контуры противотечения, указанные на упомяну-

том рисунке. Есть основания полагать, что нулевые изотахи, ограничивающие противотечение на рис. 3, построены Свердрупом не путем динамического метода обработки наблюдений, а на основании других соображений, кстати сказать, противоречащих его же собственным, но более поздним выводам. Действительно, в трудах экспедиции на „Карнеги“ [26] Свердруп на том же меридиональном разрезе Тихого океана (140° W) приводит профили изобарических поверхностей, скопированные на рис. 34 и явно указывающие на то, что противотечение с у ж и в а е т с я с увеличением глубины, вырезая, так же как и на рис. 33, „окно“ в толще экваториальных потоков (границы противотечения, согласно изгибам изобар, указаны по Свердрупу на рис. 34). Основываясь на рис. 34, Свердруп заявляет, что „данные наблюдений указывают на то, что экваториальное противотечение не должно расширяться с увеличением глубины, а, напротив, должно становиться все уже и уже и исчезать совсем ниже горизонта 200 м“. Остаются необъясненными причины столь курьезного расхождения данных рис. 34 и цитированного вывода Свердрупа с теми выводами о границах противотечения, которые можно сделать на основании построенного им же графика (рис. 3).

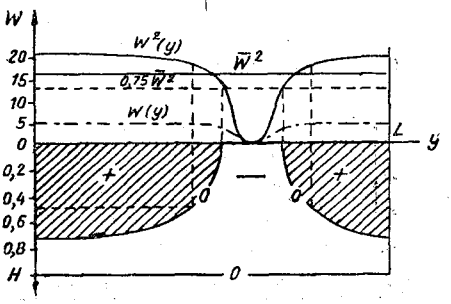


Рис. 35. Границы противотечения в вертикальной плоскости поперечного ветру сечения моря при отсутствии силы Кориолиса.

Вверху: график изменения скорости ветра (ветер от наблюдателя, смотрящего на чертеж). Знак „+“ — течение по ветру. Знак „—“ — противотечение.

Любопытно, что, в противоположность теоретической схеме границ противотечения, построенной с учетом силы Кориолиса (рис. 33), с рис. 3 лучше согласуется форма границ противотечения, полученная нами ранее [23] без учета эффекта кориолисовой силы. Действительно, на рис. 35, изображающем контуры противотечения, в последнем случае видно, что границы противотечения расширяются с увеличением глубины, совершенно аналогично рис. 3.

Разумеется, что спорный вопрос об истинной форме границ противотечения, затронутый в нашей теории, может быть окончательно решен лишь путем инструментальных измерений течения, являющихся задачей будущих экспедиционных исследований.

Рассмотрим теперь вопрос о системе линий тока на поверхности океана в области противотечения. Для этой цели, в дополнение к выражению (96) для зональной составляющей результирующего течения на поверхности, напишем выражение для меридиональной его составляющей $v_{0,R}$; согласно (84) и (85),

$$v_{0,W} = \frac{kcT_0}{4B}\left(1 + \cos\frac{2\pi y}{l}\right).$$

Складывая последнее выражение с (95), получим

$$v_{0,R} = \frac{kcT_0}{4B}\left[\frac{(B-b)^2}{B^2+b^2} + \cos\frac{2\pi y}{l}\right]. \qquad (97)$$

Здесь будет полезным предварительно исследовать формулу (97). Пользуясь (35), (36) и (37), нетрудно после некоторых преобразований показать, что

$$Q=\frac{(B-b)^2}{B^2+b^2}=\frac{\left(\frac{\pi h}{D}-1\right)^2}{\left(\frac{\pi h}{D}-1\right)^2+\left(\frac{\pi h}{D}-\frac{1}{2}\right)}. \qquad (98)$$

График изменения Q в зависимости от $\frac{\pi h}{D}$ указан на рис. 36. Из (98) и рис. 36 следует, что при $\frac{h}{D}>\frac{1}{\pi}$ и тем более при $\frac{h}{D}=3$: $Q<1$. Таким образом, в случае $\frac{h}{D}=3$ в некоторой центральной области мери-

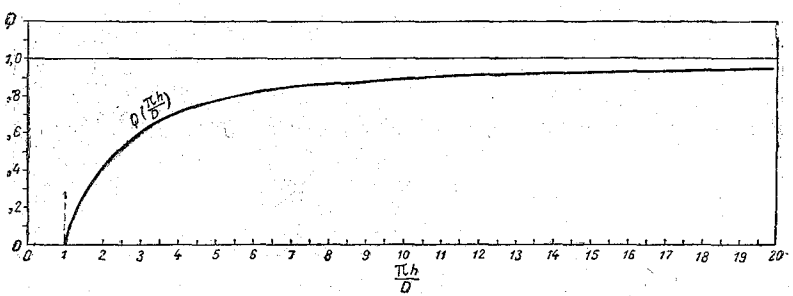


Рис. 36. Изменение величины $Q=\frac{\left(\frac{\pi h}{D}-1\right)^2}{\left(\frac{\pi h}{D}-1\right)^2+\frac{\pi h}{D}-\frac{1}{2}}$ в зависимости от отношения глубины h к глубине трения D.

диональная компонента результирующего течения на поверхности направлена на юг, тогда как по бокам от этой центральной области аналогичные компоненты направлены на север. При увеличении $\frac{h}{D}$, как это следует из (98) и (97), ширина центральной области, где $v_{0,R}<0$ уменьшается, так как при этом Q стремится к единице (рис. 36). При достаточно большом $\frac{h}{D}$ (когда Q практически равно единице) меридиональная компонента течения на поверхности обращается лишь однажды в нуль в центре области, и на всем протяжении меридионального сечения рассматриваемая компонента скорости течения не меняет знака, т. е. $v_{0,R}\geqslant 0$. Простые вычисления показывают, что, например, в случае $\frac{h}{D}=3$ $v_{0,R}$ обращается в нуль дважды при значениях $y_1\cong 0{,}43\,l$, $y_2\cong\cong 0{,}57\,l$. Приведенные значения y соответствуют, очевидно, положению линий сходимости и расходимости линий тока на поверхности океана,

т. е. местами нисходящих и восходящих течений, на существование которых указывают и данные наблюдений, упоминавшиеся в разделе 1.

Уравнение линий тока результирующей циркуляции на поверхности мы получим на основании (96) и (97). Полагая в этих выражениях, для простоты, $l = 2\pi$, найдем, что

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_{0,R}}{u_{0,R}} = -\frac{Q + \cos y}{\frac{2B^2}{B^2 + b^2} + 1 + 3\cos y},$$

откуда, интегрируя, получим

$$x = -\left(\frac{2B^2}{B^2 + b^2} + 1\right)\int \frac{dy}{Q + \cos y} - 3\int \frac{\cos y\, dy}{Q + \cos y} + C.$$

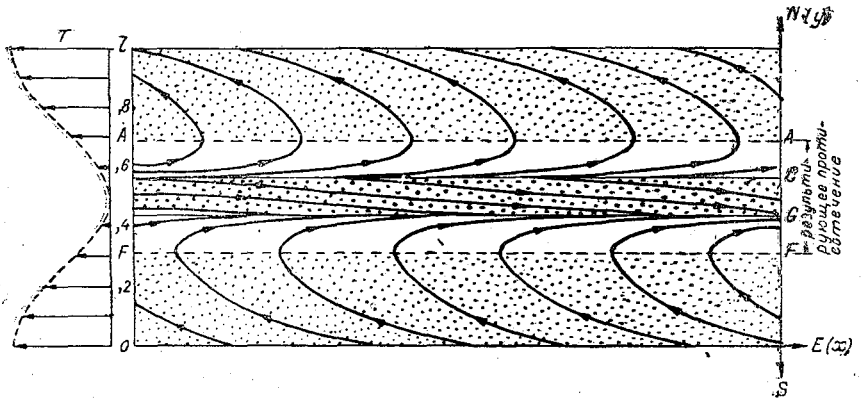


Рис. 37. Теоретическая схема результирующей циркуляции на поверхности океана в области противотечения (план).

Сбоку: поперечное изменение (в плане) тангенциального давления ветра T, обусловливающее указанную циркуляцию.

Написанные здесь интегралы имеют два значения в зависимости от того, $Q > 1$ или $Q < 1$. Так как в рассматриваемом нами случае $\left(\frac{h}{D} = 3\right)$ $Q < 1$, то уравнение линий тока будет иметь вид:

$$x = \frac{3Q - 1}{\sqrt{1 - Q^2}}\left(\frac{2B^2}{B^2 + b^2} + 1\right) \ln \frac{\sqrt{1 - Q}\,\mathrm{tg}\frac{y}{2} + \sqrt{1 + Q}}{\sqrt{1 - Q}\,\mathrm{tg}\frac{y}{2} - \sqrt{1 + Q}} - 3y + C, \quad (99)$$

где C произвольная постоянная, а Q определяется выражением (98). Соответствующие этому довольно сложному уравнению весьма любопытные линии тока изображены на рис. 37. Слева рис. 37 указано (в плане) направление тангенциального давления ветра и изменение его величины по закону (85). На приведенной схеме линий тока отчетливо видна область CG „ядра" противотечения, ограниченная с севера линией дивергенции ($y_2 \cong 0{,}57\, l$), а с юга линией конвергенции ($y_1 \cong 0{,}43\, l$). Внутри этой области линии тока почти прямолинейны, но не обладают чисто зональным направлением (ось X), а составляют с последним малый

угол так, что вектор скорости внутри ядра противотечения обладает небольшой южной составляющей. Область CG ядра противотечения окружена с боков „шлейфом“ AC и GF, являющимся переходной областью взаимодействия между противотечением и течениями к северу и к югу от границ AA и FF. Эти течения в интерпретации нашей теории соответствуют северному и южному экваториальным течениям. Таким образом, собственно границами противотечения являются прямые AA и FF (рис. 37). Положение этих границ, как было показано выше, приурочено в данном случае к значениям $y_1 \cong 0{,}3\,l$ и $y_2 \cong 0{,}7\,l$. Из рис. 37 видно, что противотечение (за исключением линии штиля) направлено против ветра, скорость которого вблизи границ противотечения AA и FF довольно значительна. Кроме того, из рис. 37 видно, что на северном и южном краях рассматриваемой

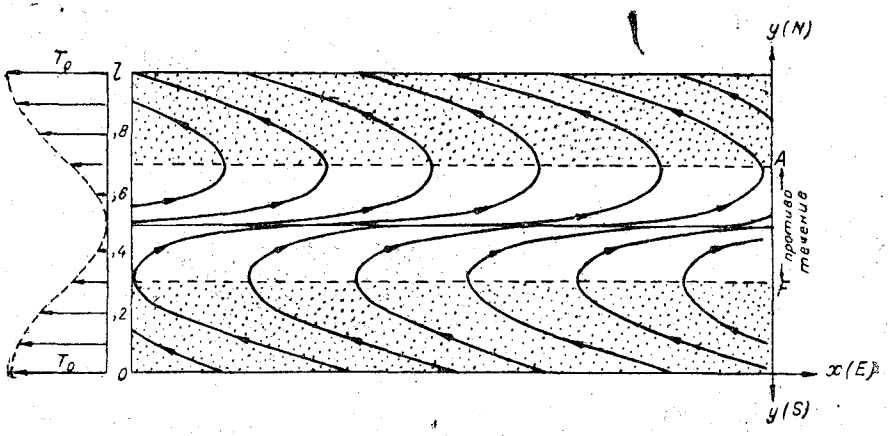


Рис. 38. Теоретическая схема результирующей циркуляции на поверхности океана в области противотечения (план) в случае большой величины отношения $\frac{h}{D}$ (глубины моря к глубине трения).

области направление течения отклонено вправо от направления ветра (направление T) на угол, меньший 45°, что вполне естественно, ибо комплексный поток на поверхности океана слагается здесь из компонент чисто дрейфового и геострофического течений.

С увеличением $\frac{h}{D}$ (как это было показано ранее) ширина „ядра“ CG на рис. 37 будет уменьшаться, и при достаточно больших $\frac{h}{D}$ область CG может выродиться в двойную линию сходимости — расходимости линий тока, изображенную на рис. 38. Напротив, как это видно из (97) и (98), с уменьшением $\frac{h}{D}$ ширина ядра, ограниченного линиями сходимости и расходимости, увеличивается. В случае $\frac{h}{D} = 2$ линии сходимости и расходимости приурочены к значениям $y_1 \cong 0{,}35\,l$ и $y_2 \cong 0{,}65\,l$, т. е. в этом случае ширина шлейфа AC и GF уменьшается. Заметим,

что в случае $\frac{h}{D}=1$ формулой (97) пользоваться нельзя, так как меридиональная компонента результирующего течения на поверхности будет складываться не только из соответственных компонент чисто дрейфового и геострофического течений, но также и меридиональной компоненты придонного течения (в смысле Экмана), влияние которой из-за небольшой глубины слоя будет ощутимо сказываться вплоть до поверхности океана. Кроме того, следует помнить, что выражения (58) и (59) справедливы лишь в случае $h \geqslant 3D$.

Сравнивая теоретические схемы циркуляции на рис. 37 и рис. 38 со схемами постоянных течений в акваториальных областях Тихого и Атлантического океанов, указанными (согласно Шокальскому [27] и атласам германской морской обсерватории) на рис. 1 и 2, легко подметить одно принципиальное различие, которое существует между результатами объективной теории и, по сути дела, субъективным обобщением очень скудных и не всегда надежных данных наблюдений. Это различие заключается в том, что по данным теории векторы течения в переходной области между противотечением и северным экваториальным потоком должны обладать северной составляющей, тогда как на существующих схемах течений линии тока в указанной области имеют противоположное направление (см., например, рис. 1*a* и 1*b*). Последнее противоречит установленному наблюдениями факту (см. выше), что северная граница противотечения является местом подъема глубинных вод, иначе говоря местом дивергенции (а не конвергенции) линий тока на поверхности океана. Таким образом, помимо всего прочего, результаты теории вносят логически обоснованный корректив к существующим схемам циркуляции в области перехода между экваториальным противотечением и северным экваториальным потоком.

В заключение настоящего раздела поучительно сопоставить рис. 37 с рис. 32. В самом деле, сравнение этих рисунков наглядно показывает те грубые ошибки, которые могут возникать, если отождествлять систему течений, вызванных ветром на поверхности океана, с ее топографией (что зачастую допускается в мореведческой практике), ибо фактическое течение (рис. 37) в некоторых местах может быть направлено противоположно тому направлению, которое указывается „динамическими" горизонталями (рис. 32).

7. ПОПЕРЕЧНАЯ (МЕРИДИОНАЛЬНАЯ) ЦИРКУЛЯЦИЯ В ОБЛАСТИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ

Для построения теоретической модели циркуляции в вертикальной плоскости поперечного (меридионального) сечения рассматриваемой области нам понадобятся выражения для меридиональной составляющей v_R и вертикальной составляющей w вектора скорости течения. Вертикальную составляющую w можно определить из уравнения неразрывности, которое, в силу того, что u_R не зависит от x, запишется в виде

$$\frac{\partial v_R(y, z)}{\partial y}+\frac{\partial w(y, z)}{\partial z}=0.$$

Интегрируя последнее в пределах от поверхности океана ($z=0$), где $w(y, 0)=0$, до глубины z, получим

$$w(y, z)=-\int_0^z \frac{\partial v_R(y,z)}{\partial y} dz. \tag{100}$$

Как и прежде в случае $h \geqslant 3D$ для слоя $0 \leqslant z \leqslant 1{,}5D$ $v_R = v_G + v_W$, где v_G определяется выражением (95), а v_W формулой (83), если подставить в последнюю выражение (84), соответствующее принятому нами закону (85). Тогда окажется, что

$$v_R(y, z)=-\frac{kcbT_0}{2(B^2+b^2)}+\frac{kcT_0}{2B\sqrt{2}} e^{-\frac{\pi}{D}z} \cos\left(45^\circ-\frac{\pi z}{D}\right)\left(1+\cos\frac{2\pi y}{l}\right). \tag{101}$$

Дифференцируя (101) по y, будем иметь

$$\frac{dv_R}{dy}=-\frac{kc\,T_0\pi}{B\sqrt{2}\,l} e^{-\frac{\pi z}{D}} \cos\left(45^\circ-\frac{\pi z}{D}\right) \sin\frac{2\pi y}{l}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (100), получим

$$w(y, z)=\frac{kc\,T_0\pi}{B\sqrt{2}\,l} \sin\frac{2\pi y}{l} \int_0^z e^{-\frac{\pi\xi}{D}} \cos\left(45^\circ-\frac{\pi\xi}{D}\right) d\xi.$$

Так как

$$\int_0^z e^{-\frac{\pi\xi}{D}} \cos\left(45^\circ-\frac{\pi\xi}{D}\right) d\xi=\frac{\left(1-e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\frac{\pi z}{D}\right)\sqrt{2}D}{2\pi},$$

то

$$w(y, z)=\frac{kcT_0D}{2Bl}\left(1-e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\frac{\pi z}{D}\right)\sin\frac{2\pi y}{l}. \tag{102}$$

Таково окончательное выражение для вертикальной составляющей скорости в пределах слоя $0 \leqslant z \leqslant 1{,}5D$.

Направление элемента линий тока в любой точке вертикального меридионального сечения для глубин $0 \leqslant z \leqslant 1{,}5D$ найдем из выражения

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{dz}{dy}=\frac{w(y, z)}{v_R(y, z)}=$$

$$=\frac{\sqrt{2}D}{l}\,\frac{\sin\frac{2\pi y}{l}\left(1-e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\frac{\pi z}{D}\right)}{e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\left(45^\circ-\frac{\pi z}{D}\right)\left(1-\cos\frac{2\pi y}{l}\right)-\beta}, \tag{103}$$

где

$$\beta=\frac{2\frac{\pi h}{D}-1}{\sqrt{2}\left[1+2\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2-2\frac{\pi h}{D}\right]}.$$

Вычисленные, согласно (103), величины α в случае $\frac{h}{D}=3$ и $\frac{\sqrt{2}D}{l}=1$ (сильное увеличение, для наглядности, вертикального масштаба) и для различных значений $\frac{z}{D}$ и $\frac{z}{l}$ приведены в табл. 7. Следует иметь в виду, что положительные углы α отсчитываются в направлении хода часовой стрелки. Из формулы (103) следует, что для $z=0$ при любом y $\alpha=0$, а для $y=0,l$ при любом z $\alpha=0$, либо $\alpha=180°$.

Таблица 7

Направление линий тока в вертикальной плоскости меридионального сечения экваториальной циркуляции

$\frac{z}{D}$ \ $\frac{y}{l}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
0,1	8°52′	19°08′	37°00′	76°04′	180°
0,2	20 00	40 06	60 57	86 20	180
0,3	34 50	58 34	74 57	90 46	180
0,4	52 54	72 42	83 12	93 26	180
0,5	70 54	82 34	88 25	95 09	180
0,6	85 11	89 08	91 46	96 23	180
0,7	94 26	93 15	93 55	97 13	180
0,8	99 42	95 36	95 13	97 45	180
0,9	102 30	97 00	95 52	98 02	180
1,0	103 16	97 21	96 07	98 17	180

Рассматривая табл. 7, легко заметить, что в центральной части области $\left(\frac{y}{l}=0,5\right)$ вектор скорости меридиональной циркуляции для всех глубин $(0\leqslant z\leqslant D)$ горизонтален и направлен на юг. Это и следовало ожидать, так как в центральной части области, совпадающей с „штилевой зоной“, имеет место чисто геострофическая циркуляция вертикальная составляющая у которой, как известно, равняется нулю. В придонном слое $(1,5D\leqslant z\leqslant h\leqslant 3D)$ вертикальную составляющую скорости можно вычислить аналогично изложенному выше приему, полагая в формуле (100) $v_R=v_g$, где v_g — меридиональная составляющая градиентного течения. Упомянутую составляющую легко вычислить по формуле (45), даваемой экмановской теорией морских течений, если подставить в нее на место γ_x и γ_y их значения согласно формулам (87) и (88). Для этого, однако, формулу (45) удобнее представить в виде

$$v_g=-k\left[\gamma_x+\sqrt{\gamma_x^2+\gamma_y^2}\,e^{-\frac{\pi z}{D}}\left(\sin\frac{\pi z}{d}\cos\psi_2+\cos\frac{\pi z}{D}\sin\psi_2\right)\right]$$

или, основываясь на (47),

$$v_g=-k\left[\gamma_x+e^{-\frac{\pi z}{D}}\left(\gamma_y\sin\frac{\pi z}{D}+\gamma_x\cos\frac{\pi z}{D}\right)\right].$$

Дифференцируя последнее выражение по y и помня, что $\gamma_x = \text{const}$, получим

$$\frac{dv_g}{dy} = -ke^{-\frac{\pi z}{D}} \sin \frac{\pi z}{D} \frac{d\gamma_y}{dy}.$$

Подставляя на место γ_y выражение (88), будем иметь

$$\frac{dv_g}{dy} = -\frac{kc\,T_0\,\pi}{Bl} \sin \frac{2\pi y}{l} e^{-\frac{\pi z}{D}} \sin \frac{\pi z}{D}.$$

В свою очередь, подставляя полученное равенство в формулу (100) и производя интегрирование по z, мы получим следующее выражение для вертикальной составляющей скорости в слое от $z = 0$ (дно моря) до высоты от дна, равной $z \cong 1{,}5D$:

$$w(y, z) = \frac{kcT_0\pi}{Bl} \sin \frac{2\pi y}{l} \int_0^z e^{-\frac{\pi\xi}{D}} \sin \frac{\pi\xi}{D} d\xi =$$

$$= \frac{kcT_0D}{2Bl} \sin \frac{2\pi y}{l} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{2}} e^{-\frac{\pi z}{D}} \sin\left(45^\circ + \frac{\pi z}{D}\right)\right].$$

С другой стороны, на основании (87) и (88)

$$v_g = -\frac{kcT_0}{2B} \left\{ \frac{Bb}{B^2+b^2} - e^{-\frac{\pi z}{D}} \left[\left(\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + \cos \frac{2\pi y}{l} \right) \sin \frac{\pi z}{D} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{Bb}{B^2+b^2} \cos \frac{\pi z}{D} \right] \right\}.$$

Направление касательной к элементу линий тока в придонном слое мы найдем, разделив последние два выражения друг на друга, а именно:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{w}{v_g}, \quad (z \leqslant 0 \leqslant 1{,}5\,D)$$

причем, в отличие от предыдущего (так как в придонном слое z отсчитывается вверх от дна моря), положительные значения α отсчитываются в направлении, обратном ходу часовой стрелки.

Мы не будем приводить здесь вычислений, в результате которых и данных предыдущей таблицы была построена схема циркуляции в вертикальной плоскости меридионального сечения области. На этой схеме, изображенной на рис. 39, указано и положение границ противотечения, скопированных с рис. 33. Сравнивая полученную теоретическую модель меридиональной циркуляции со схемами меридиональной циркуляции, намеченными первоначально Дефантом (рис. 6) и позднее Свердрупом (рис. 14), мы видим, что наша теоретическая схема (рис. 39) существенно отличается от схем названных исследователей в наиболее важной для нас области противотечения. Отличие это заключается в том, что границы противотечения на схеме рис. 39 не являются местом смены знака меридиональной составляющей течения и внутри противотечения отнюдь не существует замкнутая цир-

куляция целлюлярного типа, которая указана на схемах Дефанта и Свердрупа. В противоположность этим схемам, линии тока меридиональной циркуляции на нашей модели пересекают границы противотечения. Таким образом, в интерпретации нашей теории экваториальное противотечение не является изолированным от окружающих его с боков северного и южного экваториальных течений, а насквозь пронизывается линиями тока меридиональной циркуляции, переносящей воду с севера на юг, из области северного экваториального течения в область южного экваториального потока. По мере приближения к северной границе C „ядра" противотечения линии тока меридиональной циркуляции загибаются вверх, и в области C на поверхность поднимается вода из глубинных слоев. Эта область, как было указано в разделе 6 (рис. 37),

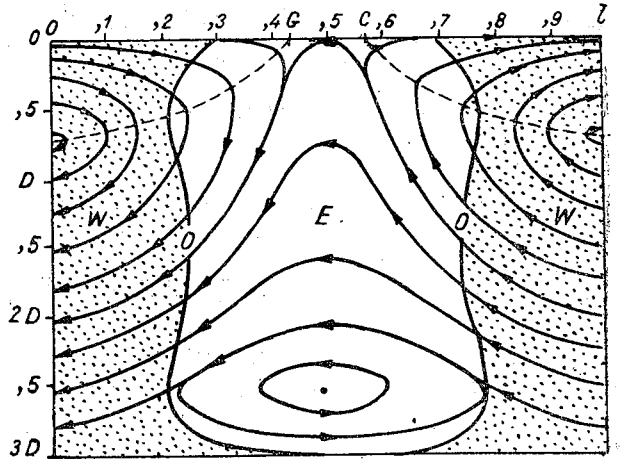


Рис. 39. Теоретическая схема линий тока в вертикальной плоскости меридионального сечения океана (W — экваториальные течения, E — экваториальное противотечение).

является линией дивергенции линий тока на поверхности океана. Весьма любопытно, что полученный нами тип меридиональной циркуляции, характеризующийся непрерывным переносом воды с севера на юг сквозь область противотечения, лучше согласуется с данными распределения океанографических элементов на меридиональном разрезе Тихого океана (рис. 14), нежели схема меридиональной циркуляции, построенная Свердрупом по этим же данным. В самом деле, как это видно из рис. 14, изолинии солености и кислорода в плоскости меридионального разреза Тихого океана пересекают границы противотечения (указанные на том же рисунке), что, очевидно, не должно было бы иметь места в случае меридиональной циркуляции целлюлярного типа, без сомнения, предвзято намеченной Свердрупом из подражания дефантовской схеме.

На рис. 39 видно, что смена знака меридиональной циркуляции с увеличением расстояния от ядра CG противотечения происходит на всё увеличивающейся глубине, и невдалеке от северного и южного

краев области меридиональная циркуляция меняет знак на глубине около $z = 0{,}75\,D$. Упомянутое значение z не совпадает с глубиной смены знака меридиональной составляющей в области северного и южного экваториальных течений ($z = \frac{D}{4}$) по упоминавшимся в разделе 2 расчетам Дефанта (см. также рис. 23). Это расхождение обусловлено не только различием между краевыми условиями на нижней границе однородного потока, которые были приняты Дефантом (скольжение) и в нашей теории (прилипание), но также и тем, что мы a priori не разграничивали область противотечения от потоков, направленных по ветру (как это было сделано Дефантом), а рассматривали циркуляцию в экваториальной области океана в виде неразрывного целого.

8. ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ ПРИ ОТСУТСТВИИ ШТИЛЕВОЙ ПОЛОСЫ У ЭКВАТОРА

С помощью нашей теории мы выясним здесь вопрос о том, могло ли существовать экваториальное противотечение при отсутствии штилевой области между пассатами.

Для этой цели, в отличие от (85), допустим, что тангенциальное давление ветра $T_x(y)$ меняется по следующему закону:

$$T_x(y) = -\left(\frac{T_{\max} + T_{\min}}{2} + \frac{T_{\max} - T_{\min}}{2}\cos\frac{2\pi y}{l}\right), \qquad (104)$$

где $T_{\max}$ — абсолютная величина максимального значения $T_x(y)$ на краях области ($y = 0, l$), $T_{\min}$ — абсолютная величина минимального значения T в центре области ($y = \frac{l}{2}$). Знак минус в (104) попрежнему означает, что $T_x(y)$ ориентировано на запад ($-X$). Если положить в (104) $T_{\min} = 0$, то мы, очевидно, получим (85).

Соответствующий закону (104) меридиональный профиль поверхности океана будет теперь, как легко показать, определяться выражением

$$\zeta(y) = \frac{cl}{4B}\left[-\frac{T_{\max} + T_{\min}}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}\left(1 - \frac{2y}{l}\right) + \frac{T_{\max} - T_{\min}}{\pi}\sin\frac{2\pi y}{l}\right],$$

а соответствующая ему зональная (ось X) компонента скорости геострофического течения u_G будет определяться формулой

$$u_G = -\frac{kc}{2B}\left[\frac{T_{\max} + T_{\min}}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2} + (T_{\max} - T_{\min})\cos\frac{2\pi y}{l}\right].$$

Заметим, что в центре рассматриваемой области, т. е. при $y = \frac{l}{2}$, перед вторым членом в скобках последней формулы появится знак минус. Следовательно, условие существования геострофического противотечения

(направленного в сторону X, т. е. на восток) мы найдем, требуя, чтобы при $y = \frac{l}{2}$ $u_G > 0$. Это, очевидно, равносильно требованию, чтобы

$$T_{\max} - T_{\min} > \frac{T_{\max} + T_{\min}}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2},$$

или

$$\frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} > \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}.$$

Вычитая из обеих частей последнего неравенства единицу и приводя к общему знаменателю его левую часть, получим

$$-\frac{2\,T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} > \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2} - 1$$

или

$$\frac{2\,T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} < 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}.$$

Заметим, что для принятого закона (104) изменения $T_x(y)$:

$$\frac{T_{\max} + T_{\min}}{2} = \overline{T},$$

где $\overline{T} = \frac{1}{l}\int\limits_0^l T_x\,dy$ есть среднее абсолютное значение T в рассматриваемой области. Следовательно, последнее неравенство можно записать в виде

$$\frac{T_{\min}}{\overline{T}} < 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}. \qquad (105)$$

Таково условие существования геострофического противотечения в центре области. Критерий (105) для принятого закона (104) изменения T можно выразить непосредственно в скоростях ветра. В самом деле, как известно,

$$T = \rho' \varkappa\, W_z^2, \qquad (106)$$

где ρ' — плотность воздуха, W_z — скорость ветра на некоторой высоте z от поверхности моря, а $\varkappa$, вообще говоря, — постоянный коэффициент. Подставляя (106) на место T в левой части (105), получим

$$\frac{W_{\min}^2}{\overline{W^2}} < 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}. \qquad (105')$$

С другой стороны, подставляя (106) на место T в выражение (104), нетрудно после некоторых вычислений убедиться, что для принятого гармонического закона изменения T выполняется следующее равенство:

$$\overline{W^2} = (\overline{W})^2.$$

Основываясь на этом равенстве, критерий существования геострофического противотечения (105′) запишем в виде

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}} < \sqrt{1 - \frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}}. \qquad (107)$$

В случае $\frac{h}{D} = 3$ второй член под знаком корня в (107) (как указывалось в разделе 5) равен 0,01. Следовательно, возможность существования геострофического противотечения в этом случае оценивается возможностью неравенства

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}} < 0{,}9995.$$

Таким образом, для существования геострофического противотечения в этом случае достаточно того, чтобы скорость ветра в центре области была бы меньше средней ее величины всего лишь на 0,1%! Из (107) и (91) видно, что с возрастанием $\frac{h}{D}$ правая часть критерия стремится к единице. Это означает, что с возрастанием глубины океана по сравнению с D геострофическое противотечение и связанная с ним характерная деформация поверхности океана могут существовать при сколь угодно малой поперечной неравномерности ветра, оцениваемой отношением $\frac{W_{\min}}{\overline{W}}$. Разумеется, что при этом скорость геострофического противотечения и соответствующий наклон поверхности моря будут очень малы.

Перейдем теперь к оценке возможности существования фактического (результирующего) противотечения на поверхности океана, попрежнему имея в виду закон (104) поперечной неравномерности T. Возможность фактического противотечения на поверхности в центре рассматриваемой области, очевидно, зависит от того, будет ли $u_R > 0$, т. е. будет ли

$$u_G + u_{0,\,W} > 0,$$

где u_G определяется для значения $y = \frac{l}{2}$, а $u_{0,\,W}$ выражением (84), в котором следует принять T меняющимся по закону (104) и положить в нем $y = \frac{l}{2}$. Имея это в виду, условие существования фактического противотечения на поверхности океана будет равносильно выполнению неравенства

$$-\frac{kc}{2B}\left[\frac{T_{\max}+T_{\min}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} - (T_{\max}-T_{\min}) + \frac{T_{\max}+T_{\min}}{2} - \frac{T_{\max}-T_{\min}}{2}\right] > 0.$$

Для этого, очевидно, должно быть

$$T_{\max} - T_{\min} + \frac{T_{\max}-T_{\min}}{2} > \frac{T_{\max}+T_{\min}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + \frac{T_{\max}+T_{\min}}{2}.$$

или

$$\frac{T_{\max}-T_{\min}}{T_{\max}+T_{\min}}>\frac{2}{3}\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}+\frac{1}{3}.$$

Поступая аналогично предыдущему, получим

$$-\frac{2\,T_{\min}}{T_{\max}+T_{\min}}>\frac{2}{3}\left[\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}-1\right]$$

или

$$\frac{T_{\min}}{\overline{T}}<\frac{2}{3}\left[1-\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}\right]. \qquad (108)$$

Таково условие для существования (в данном случае) фактического противотечения на поверхности океана. Условие (108) попрежнему можно выразить непосредственно в скоростях ветра, а именно:

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}}<\sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{1-\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}}. \qquad (109)$$

Как видим, возможность существования фактического противотечения несколько понизилась в сравнении с возможностью геострофического противотечения, которое при достаточно большом $\frac{h}{D}$ практически существует при любой, ничтожно малой поперечной неравномерности ветра. В последнем же случае, как это видно из (109), с увеличением $\frac{h}{D}$ критерий возможности фактического противотечения стремится к неравенству

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}}<\sqrt{\frac{2}{3}}, \text{ т. е. } \frac{W_{\min}}{\overline{W}}<0{,}815. \qquad (110)$$

Следовательно, для существования фактического противотечения в случае очень глубокого моря достаточно того, чтобы минимальная скорость ветра была бы на 18% меньше средней его скорости в пределах рассматриваемой области. Так как при $\frac{h}{D}=3$ значение второго корня неравенства (109) равно 0,9995, то уже в этом случае возможность противотечения на поверхности с достаточной точностью оценивается неравенствами (110).

Теперь становится ясным, почему экваториальные противотечения могут быть направлены в некоторых местах целиком против ветра. Этот факт, установленный наблюдениями, не только не противоречит основной предпосылке теории, заключающейся в том, что экваториальные противотечения возбуждаются поперечной неравномерностью пассатов, но этот факт, как мы сейчас убедились, является логически

необходимым следствием указанной предпосылки. Здесь любопытно сопоставить критерий (109), (110) возможности существования фактического противотечения на поверхности океана, полученный нами с учетом эффекта кориолисовой силы, с тем критерием возможности противотечения, который был нами получен ранее [23] для случая неглубокого моря, когда силой Кориолиса можно пренебрегать. Этот последний критерий записывается в виде

$$\frac{T_x(y)}{\overline{T}_x} < \frac{3}{4},$$

или в рассматриваемом здесь случае гармонического изменения T по закону (104), когда $\overline{W^2} = (\overline{W})^2$,

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}} < 0{,}86605.$$

Сопоставляя последнее неравенство с (110), мы видим, что эффект кориолисовой силы несколько уменьшает возможность течений, направленных на поверхности моря противоположно ветру.

Отсюда можно сделать вывод, что противотечения в очень мелком море несколько легче возникают, нежели в море глубоком; однако различие в этих возможностях, как легко заметить, невелико. Подчеркнем, что сделанный только что вывод находится лишь в кажущемся противоречии с нашим более ранним [23] заключением о том, что с возрастанием глубины моря возрастает и тенденция к развитию компенсационных движений в горизонтальных плоскостях, благодаря чему повышается возможность течений, направленных противоположно нагонному ветру (если последний обладает поперечной неравномерностью). Дело в том, что упомянутое заключение относилось целиком к случаю пренебрежимо малого эффекта силы Кориолиса. Этот вывод нужно понимать так, что в равных условиях (т. е. малости силы Кориолиса в сравнении с трением) тенденция к возникновению противотечений в мелком море возрастает с увеличением его глубины. Однако увеличение глубин может происходить лишь в пределах, не превышающих глубин, для которых эффектом силы Кориолиса уже пренебрегать нельзя. В этом смысле наш более ранний вывод отнюдь не противоречит выводу, вытекающему из анализа формулы (109), согласно которому в равных условиях, т. е. при ощутимом эффекте кориолисовой силы возможность противотечения также увеличивается с возрастанием глубины $\left(\text{т. е. увеличения } \frac{h}{D}\right)$.

Остановимся в заключение на выяснении условия существования линий дивергенции и конвергенции на поверхности океана, о которых была речь в разделе 6 (рис. 37). Упомянутые линии ограничивали „ядро“ противотечения, когда поперечная неравномерность ветра характеризовалась наличием линии штиля в центре области, т. е. законом (85). Наша задача будет заключаться в том, чтобы найти критерий существования линий дивергенции — конвергенции на поверхности океана

в случае различной поперечной неравномерности ветра, характеризуемой законом (104). Очевидно, что интересующие нас линии будут существовать на поверхности океана до тех пор, пока меридиональная составляющая скорости результирующего течения на поверхности океана будет направлена на юг (— Y) в центре области, т. е. до тех пор, пока в центре области

$$v_R < 0$$

или

$$v_G + v_{0,W} < 0.$$

Имея в виду (104), (50) и (79), получим

$$v_G = -\frac{kc}{2b}\left[T_{\max} + T_{\min} - \frac{T_{\max} + T_{\min}}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}\right].$$

С другой стороны, на основании (104) и (84) будем иметь

$$(v_{0,\ W})_{y=\frac{l}{2}} = \frac{kc}{2B}\left[\frac{T_{\max} + T_{\min}}{2} - \frac{T_{\max} - T_{\min}}{2}\right].$$

Следовательно, критерий существования линий дивергенции и конвергенции мы найдем из условия

$$T_{\min} + \frac{B}{b}\frac{T_{\max} + T_{\min}}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2} - \frac{B}{b}(T_{\max} + T_{\min}) < 0,$$

что равносильно

$$\frac{T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} < \frac{B}{b}\left[1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}\right].$$

Умножая обе части последнего неравенства на 2, получим условие существования линий дивергенции и конвергенции в виде

$$\frac{T_{\min}}{\overline{T}} < \frac{2B}{b}\left[1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}\right] \tag{111}$$

или, выражая, как и прежде, левую часть неравенства в зависимости от скорости ветра,

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}} < \sqrt{\frac{2B}{b}}\sqrt{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2}}. \tag{111'}$$

Так как

$$\frac{2B}{b} = \frac{2}{\frac{b}{B}} = \frac{2}{2\frac{\pi h}{D} - 1},$$

то в случае $\frac{h}{D} \geqq 3$, когда второй корень в (111′) с достаточным приближением равен единице, критерий возможности существования

линий дивергенции и конвергенции на поверхности океана можно записать в виде

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}} < \sqrt{\frac{2}{2\frac{\pi h}{D} - 1}}.$$

Если $\frac{h}{D} = 3$, то

$$\frac{W_{\min}}{\overline{W}} < 0{,}35. \qquad (112)$$

Сравнивая последний критерий с условием (110) существования результирующего противотечения на поверхности океана, мы видим, что возможность существования линий дивергенции и конвергенции на поверхности океана значительно меньше возможности существования собственно противотечения. Для существования названных линий, ограничивающих ядро противотечения, необходимо, чтобы минимальная скорость ветра отклонялась бы от ее среднего значения не менее чем на 65%. Заметим, что критерий (112) можно представить и в виде отношения максимальной к минимальной скорости ветра. В самом деле, так как $\overline{W} = \frac{W_{\max} + W_{\min}}{2}$, то вместо (112) можно написать

$$\frac{2\,W_{\min}}{W_{\max} + W_{\min}} < 0{,}35,$$

или

$$\frac{W_{\max} + W_{\min}}{W_{\min}} > \frac{2}{0{,}35},$$

или, наконец,

$$\frac{W_{\max}}{W_{\min}} > \frac{2}{0{,}35} - 1,$$

что дает

$$\frac{W_{\max}}{W_{\min}} > 4{,}72. \qquad (113)$$

Этот критерий еще более отчетливо, нежели (112), показывает, что линии дивергенции и конвергенции линий тока внутри противотечения представляют в сравнении с самим противотечением мало устойчивые образования, исчезающие с поверхности океана еще при сравнительно большой неравномерности ветра (для их существования необходимо, чтобы максимальная скорость ветра не менее чем примерно в 5 раз превышала минимальную скорость ветра в центре области).

Теперь становится ясным, почему связанные с линией дивергенции восходящие токи не находят отражения на картах среднемесячных изотерм на поверхности Тихого океана (см. стр. 21). Наша теория показывает, что линия дивергенции, ограничивающая с севера ядро противотечения, должна исчезать значительно раньше самого противотечения. Естественно поэтому, что восходящие течения, связанные с такой мало устойчивой особенностью линий тока, не могут привести к устойчивым

во времени отрицательным аномалиям температуры воды на северном крае экваториального противотечения в Тихом океане. По той же причине, вероятно, мало устойчив и максимум биологической продуктивности (фитопланктон) на поверхности Тихого океана (рис. 14), привязанный к упомянутой дивергенции течения вследствие существующего там подъема биогенных элементов из глубинных слоев.

9. ОБЩИЙ СПОСОБ ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕГО ГРАНИЦ

В настоящем разделе мы рассмотрим вопрос об оценке возможности противотечений на поверхности океана при любой заданной поперечной неравномерности ветра. Заметим, что в общем случае критерий возможности противотечений заведомо не может быть выражен в явной зависимости от скоростей ветра, как это имело место в случае гармонического закона (61) изменения T, благодаря чему выполнялось равенство $\overline{W^2} = (\overline{W})^2$, обеспечившее переход от неравенств (64) и (66) к неравенствам (65) и (67), содержащим отношение скорости ветра в данной точке к среднему значению скорости ветра в данной области. Дело в том, что, согласно известной теореме Буняковского — Шварца, средний квадрат функции, вообще говоря, больше или равен квадрату среднего ее значения, т. е. в наших обозначениях

$$\overline{W^2} \geqslant (\overline{W})^2,$$

что исключает возможность перехода от $\overline{W^2}$, связанных с T, к значениям $(\overline{W})^2$. После этих предварительных замечаний рассмотрим общий случай, когда поперечное изменение тангенциального давления ветра T задано в виде любой функции $T_x(y)$.

При общем рассмотрении вопроса, очевидно, принципиально безразлично, в каком направлении ориентировано T_x. Если $T_x > 0$, то условие существования результирующего противотечения на поверхности океана равносильно условию, чтобы при некотором значении y выполнялось бы неравенство

$$u_{0,R} < 0, \text{ т. е. } u_G + u_{0,W} < 0, \left(\frac{h}{D} \geqslant 3\right)$$

или, вспоминая (80), (49) и (84), неравенство

$$\frac{kc}{B}\left[\frac{\overline{T}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} - \frac{2}{l}\,\overline{F(y)} + T_x(y)\right] + \frac{kcT_x(y)}{2B} < 0.$$

Последнее преобразуем к виду

$$\frac{\overline{T}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2} + \frac{3}{2}\,T_x(y) < \frac{2}{l}\,\overline{F(y)}. \tag{114}$$

Практически более удобно вместо величин $\overline{T_x(y)}$ пользоваться квадратами скорости ветра W на основании соотношения (106). Тогда вместо неравенства (114) получим:

$$\frac{\overline{W_x^2}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}+\frac{3}{2}W_x^2<\frac{2}{l}\overline{\psi(y)}, \tag{114'}$$

где

$$\psi(y)=\frac{1}{l}\int_0^l \alpha(y)\,dy, \tag{115}$$

$$\alpha(y)=\int W_x^2\,dy. \tag{116}$$

Перепишем условие (114′) существования фактического противотечения на поверхности океана в виде

$$W_x^2<\frac{2}{3}\left[\frac{2}{l}\overline{\psi(y)}-\frac{\overline{W_x^2}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}\right]. \tag{117}$$

Так как заведомо

$$\frac{2}{l}\overline{\psi(y)}>\overline{W_x^2}$$

и уже в случае $\frac{h}{D}=3$ величина $\frac{1}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}$ очень мала, то для $\frac{h}{D}\geqslant 3$ безусловно:

$$\frac{2}{l}\overline{\psi(y)}\gg\frac{\overline{W_x^2}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2},$$

и в этих случаях наш критерий с достаточной точностью запишется в виде

$$W_x^2(y)<\frac{4}{3}\frac{\overline{\psi(y)}}{l}. \tag{118}$$

Не изменяя принципиальной сущности вопроса, практически удобнее положить в (118) $l=1$ и вместо неравенства (118) пользоваться другим:

$$W_x^2(y)<\frac{4}{3}\gamma, \tag{118'}$$

где

$$\gamma=\int_0^1 dy\int_0^y W_x^2(\xi)\,d\xi, \tag{119}$$

причем верхний предел y во втором интеграле (119) последовательно должен пробегать все значения y от нуля до единицы (l).

Замечая, что при значениях y, для которых выполняется условие (118) или (118′), на поверхности имеет место противотечение, и, напротив, оно отсутствует при значениях y, которым соответствует

$$W_x^2(y) > \frac{4}{3}\gamma,$$

нетрудно сообразить, что значения y, для которых

$$W_x^2(y) = \frac{4}{3}\gamma,$$

отвечают положению границ противотечения на поверхности моря. Следовательно, вопрос о существовании противотечения и об определении его границ на поверхности глубокого моря или океана можно

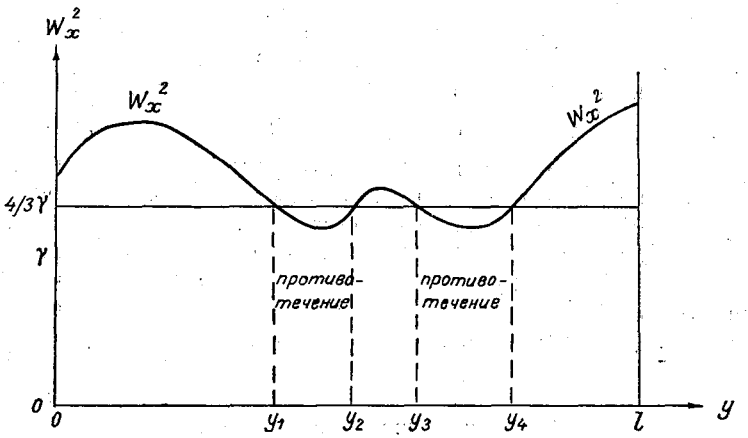


Рис. 40. К определению границ противотечения на поверхности океана в случае любого заданного изменения квадратов скорости ветра.

решить очень быстро весьма простым способом, поясняемым рис. 40. Именно, сначала вычисляют значения γ, согласно формуле (119), по заданным значениям W_x^2, пользуясь для этой цели хотя бы приближенным способом трапеций. Затем на вертикальной шкале графика изменений $W_x^2(y)$ (рис. 40) откладывают значения γ (в том же масштабе, что и квадраты скорости ветра) и проводят прямую, параллельную y, ордината которой составляет $\frac{4}{3}\gamma$. Абсциссы (y_1, y_2, y_3...) точек пересечения этой прямой с кривой W_x^2, очевидно, определяют положение границ противотечения на поверхности моря, а области между найденными таким образом границами противотечения, где кривая W_x^2 проходит ниже критического значения $\frac{4}{3}\gamma$, будут соответствовать областям противотечения. Если же прямая $\frac{4}{3}\gamma$ вообще не пересекает кривой W_x^2, причем последняя находится выше критического значения $\frac{4}{3}\gamma$, то это означает, что противотечение на поверх-

ности не имеет места. В противном случае на поверхности всей рассматриваемой области господствует течение, направленное против ветра.

Изложенный здесь простой способ решения вопроса о возможности существования противотечения на поверхности глубокого моря, вытекающий из анализа явления с учетом кориолисовой силы, весьма напоминает изложенный нами ранее [23] прием решения аналогичного вопроса в том случае, когда эффектом кориолисовой силы можно было пренебречь.

Обращаясь к (118′) и вспоминая наши предыдущие результаты [23], мы видим, что различие между этими двумя способами заключается лишь в том, что для решения вопроса о противотечении в поле кориолисовой силы необходимо на графике изменения квадратов скорости ветра в зависимости от значений y провести прямую, параллельную y, ордината которой составляет $\frac{4}{3}$ от среднего значения ординаты интегральной кривой квадратов скорости ветра. Напротив, для решения вопроса о противотечении в отсутствии силы Кориолиса на том же графике изменения квадратов скорости ветра необходимо было провести прямую, ордината которой составляет $\frac{4}{3}$ от среднего значения квадратов скорости ветра. Ниже мы приводим пример решения вопроса о противотечении в некотором конкретном случае поперечной неравномерности скорости сгонно-нагонного ветра, характеризуемой графиком $W_x(y)$ на рис. 41. В табл. 8 показана схема вычислений, необходимых для определения величины γ, если пользоваться приближенной формулой трапеций, причем поперечник l рассматриваемой области принят равным единице.

Таблица 8

Образец вычисления величины γ

y	W м/сек.	W	$\frac{W_n^2+W_{n+1}^2}{2}$	$\frac{W_n^2+W_{n+1}^2}{2}\Delta y$	Σ'	$\frac{\Sigma'_n+\Sigma'_{n+1}}{2}$	$\frac{\Sigma'_n+\Sigma'_{n+1}}{2}$	Σ''
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	8	64,00			0		0	0
0,1	7,6	57,76	60,88	6,09	6,09	3,05	0,31	0,31
0,2	6,8	46,24	52,00	5,20	11,29	8,69	0,87	1,18
0,3	6,0	36,00	41,12	4,11	15,40	13,35	1,34	2,52
0,4	6,4	40,96	38,48	3,85	19,25	17,33	1,73	4,25
0,5	7,0	49,00	44,98	4,50	23,75	21,50	2,15	6,40
0,6	6,4	40,96	44,98	4,50	28,25	26,00	2,60	9,00
0,7	5,0	25,00	32,98	3,30	31,55	29,90	2,99	11,99
0,8	5,4	29,16	27,08	2,71	34,26	32,91	3,29	15,28
0,9	6,2	38,44	33,80	3,38	37,64	35,95	3,60	18,88
1	7,0	49,00	43,72	4,37	42,01	39,83	3,98	22,86

В столбце 1 таблицы указаны значения y, для которых с графика рис. 41 были сняты значения скорости ветра, помещенные в столбце 2 таблицы. В данном случае для быстроты подсчета величины γ мы ограничились всего лишь десятью ординатами.

В столбце 3 указаны значения квадратов скорости ветра, изображенных в виде кривой на рис. 41, а в столбце 4 полусумма последо-

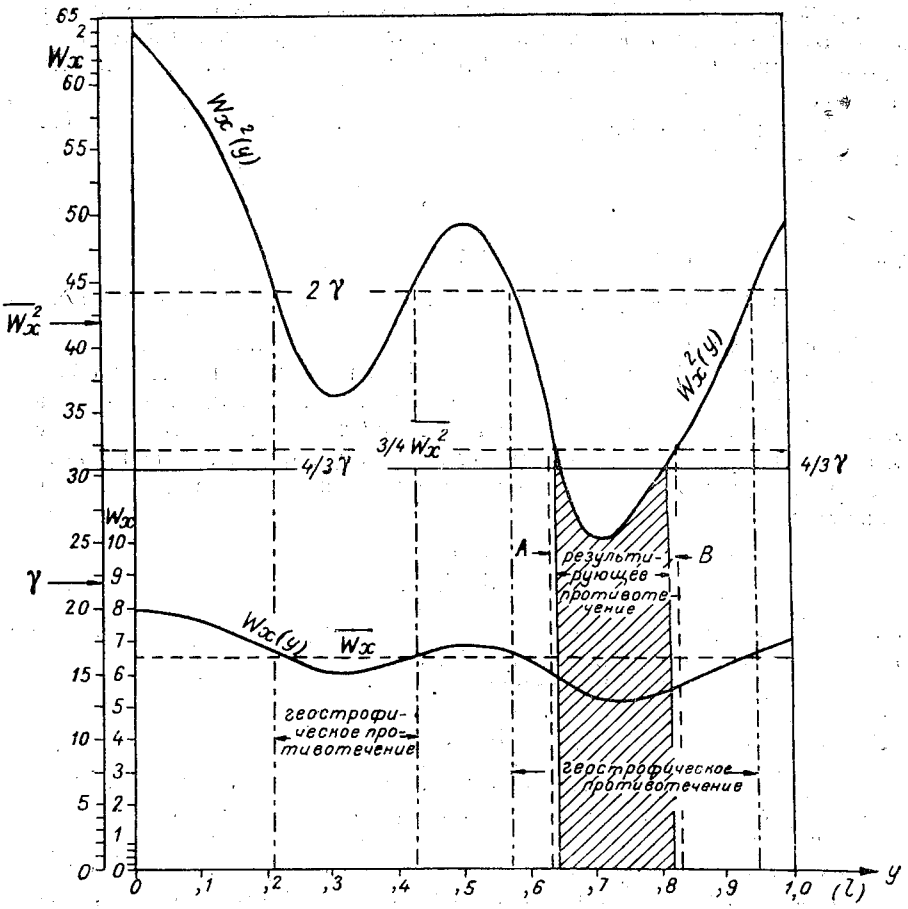


Рис. 41. Построение границ противотечения на поверхности океана.

вательных их значений, которые, будучи умножены на $\Delta y = 0{,}1$, дают ряд чисел в столбце 5 таблицы. Столбец 6 дает приближенное значение интеграла

$$\int_0^y W^2(\xi)\,d\xi,$$

получающееся путем последовательного суммирования (Σ') чисел предыдущего столбца. Значение указанного интеграла для $y = 1$ соответ-

ствует, очевидно, средней величине $\overline{W^2}$ квадратов скорости ветра в рассматриваемом интервале

$$0 \leqslant y \leqslant 1.$$

Таким образом,

$$\overline{W_x^2} = 42{,}01.$$

Над значениями Σ' проделываются затем те же операции, что и над квадратами скорости ветра для того, чтобы получить в итоге второго суммирования (Σ'') в последней строке последнего столбца значение $\gamma = 22{,}86$.

Таким образом, критическое значение квадратов скорости ветра равно величине

$$\frac{4}{3}\gamma = 30{,}48,$$

указанной на шкале W_x^2 графика рис. 41.

Прямая $W_x^2 = \frac{4}{3}\gamma$ пересекает на графике рис. 41 кривую квадратов скорости ветра. Тем самым решается в положительном смысле вопрос о существовании противотечения на поверхности океана: область противотечения указана на том же рисунке. Как видим, область эта довольно велика, несмотря на сравнительно очень небольшую поперечную неравномерность ветра, оцениваемую либо отношением максимальной к минимальной скорости ветра, в данном случае равном

$$\frac{W_{max}}{W_{min}} = \frac{8 \text{ м/сек.}}{5 \text{ м/сек.}} = 1{,}6,$$

либо отношением среднего значения скорости ветра $\overline{W}$ к минимальному ее значению, в данном случае равном

$$\frac{\overline{W}}{W_{min}} = \frac{6{,}5 \text{ м/сек.}}{5 \text{ м/сек.}} = 1{,}3.$$

Отсюда мы вновь убеждаемся в том, насколько велики возможности для существования экваториальных противотечений при полном отсутствии штиля в области пассатов.

В свете наших результатов получают разъяснение и факты, относящиеся к наблюдениям противотечения зимой в Тихом океане, когда противотечение там выражено в виде очень узкого течения, направленного против сильного ветра. Это явление, приводившее в недоумение многих исследователей, обязано своим происхождением поперечной неравномерности скорости пассатов, причем, как мы убедились, неравномерность пассатов может быть очень незначительной. На графике рис. 41, помимо критического значения $\frac{4}{3}\gamma$, штрихами указано другое критическое значение $\frac{3}{4}\overline{W_x^2}$ в том случае, если пренебрегать эффектом кориолисовой силы. Как видим, кривая квадратов скорости ветра пересекает этот критический рубеж в точках, абсциссы которых немногим отличаются от положения границ противотечения с учетом кориолисовой

силы. В последнем случае ширина противотечения оказывается несколько меньше той, которая получается без учета влияния вращения земли.

Таким образом, мы не сделаем грубой ошибки, если в практических целях, для более быстрого решения вопроса о противотечении на поверхности океана, будем пренебрегать эффектом кориолисовой силы, пользуясь полученным ранее [23] критерием

$$W_x^2 \leqslant \frac{3}{4} \overline{W}_x^2.$$

Заметим здесь, что по аналогии с полученными ранее [23] результатами, не учитывавшими вращения земли, можно предполагать, что фактически имеющее место уменьшение коэффициента турбулентного трения A_z с возрастанием z от поверхности океана, — увеличивает возможность противотечения по сравнению с возможностью его, оцениваемой критерием (118′), полученным в предположении, что $A = \text{const}$.

Описанный здесь простой прием выяснения возможности противотечения и определения его границ, если оно существует на поверхности океана, несколько видоизменяется, когда мы переходим к вопросу о существовании противотечения и его границах во всей толще воды от поверхности океана до глубин D. Очевидно, что для этой цели мы должны исходить из более общего неравенства, а именно:

$$u_G + u_W(z) < 0.$$

Подставляя вместо u_G и $u_W(z)$ известные нам выражения, попрежнему полагая $l = 1$ и переходя к квадратам скорости ветра, мы преобразуем предыдущее неравенство к виду

$$W_x^2(y) \leqslant \delta(z) \left[2\gamma - \frac{\overline{W}_x^2}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2} \right], \tag{120}$$

где

$$\delta(z) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2} + e^{-\frac{\pi z}{D}} \sin\left(45^\circ - \frac{\pi z}{D}\right)}. \tag{121}$$

Попрежнему пренебрегая для $\frac{h}{D} \geqslant 3$ вторым членом в скобке (120) по сравнению с 2γ, мы запишем условие существования противотечения для любой глубины $0 \leqslant z \leqslant D$ в виде

$$W_x^2(y) \leqslant 2\gamma \cdot \delta(z). \qquad (0 \leqslant z \leqslant D) \tag{122}$$

Заметим, что множитель $\delta(z)$ является возрастающей функцией глубины z; он увеличивается, колеблясь от значения $\delta(0) = \frac{2}{3}$ до значения $\delta(D) \cong 1$, и, следовательно,

$$\frac{2}{3} \leqslant \delta(z) \leqslant 1. \qquad (0 \leqslant z \leqslant D)$$

Полагая в (122) $z = D$, вместо (122) получим

$$W_x^2(y) \leqslant 2\gamma.$$

Очевидно, что (123) равносильно условию существования геострофического противотечения (господствующего на глубинах $D \leqslant z \leqslant 2D$), с которыми связан и характер деформации поверхности океана.

На рис. 41 указано критическое значение 2γ, определяющее при пересечении кривой W_x^2 границы (прерывистые линии с точками) геострофического противотечения, с которыми совпадают гребни и ложбины деформированной поверхности океана в случае поперечной неравномерности ветра, заданной кривой.

Определение границ противотечения на глубинах $0 \leqslant z \leqslant D$ равносильно определению абсцисс точек пересечения критических значений (122), вычисляемых для различных z, с кривой квадратов скорости ветра, изображенной, например, на рис. 41. Очевидно, что в случае еще меньшей поперечной неравномерности ветра нежели та, которая характеризуется графиком $W_x(y)$ на рис. 41, кривая W_x^2 уже не будет пересекать критического значения $\frac{4}{3}\gamma$. Но в этом случае кривая может пересекать одно из критических значений $2\gamma \cdot \delta(z_1)$, что будет указывать на существование противотечения на некоторой глубине z_1 от поверхности океана (например, в области меньшего минимума на рис. 41). Отсюда ясно, что при совершенно ничтожной поперечной неравномерности пассатов (особенно зимой в восточной части Тихого океана) экваториальное противотечение может существовать в виде глубинного течения, расположенного порой очень близко к поверхности океана. Однако этот факт, предсказываемый нашей теорией, не обнаружен еще в действительности из-за скудности океанографических наблюдений в Атлантическом и Тихом океанах в зимнее время. Наши же современные представления о существовании экваториальных противотечений основываются преимущественно на навигационных данных, относящихся, собственно, к поверхности океана.

Сделать же более конкретно предсказания о характере экваториальных противотечений мы лишены возможности потому, что поперечная неравномерность пассатов до сих пор остается совершенно не изученной.

10. ПОЛНЫЕ ПОТОКИ В ОБЛАСТИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ

Представляет интерес в общих чертах изучить распределение полных потоков S в пределах рассматриваемой здесь области нагона. Для этой цели обратимся к исходным выражениям (58) и (59) и подставим в них значения γ_x и γ_y согласно формулам (79) и (80). Тогда для компоненты полного потока S_x после небольших преобразований получим

$$S_x = \frac{c}{Bb}\left[B^2 \overline{T} - \frac{2}{l} \overline{F(y)} \, (B^2 + b^2) + b^2 T_x(y) \right], \qquad (124)$$

а для компоненты полного потока S_y будем иметь

$$S_y = \frac{cB^2\overline{T}}{B^2+b^2} - c\left[\frac{2}{l}\overline{F(y)} - T_x(y)\right] - c\left[\frac{B^2\overline{T}}{B^2+b^2} - \frac{2}{l}\overline{F(y)}\right] - \\ - cT_x(y) \equiv 0. \qquad (125)$$

Таким образом, в пределах рассматриваемой области полные потоки в меридиональном (y) направлении равны нулю, и тотальный перенос водных масс осуществляется лишь в зональном направлении (x), совпадающем с направлением силы тангенциального давления ветра $T_x(y)$.

Функцию полных потоков ψ, связанную с S_x соотношением

$$S_x = -\frac{\partial\psi}{\partial y},$$

мы найдем, интегрируя последнее по y,

$$\psi = -\int S_x dy + C, \qquad (126)$$

где C — постоянная. Очевидно, что линии $\psi = \text{const}$ соответствуют линиям „полных потоков" точно так же, как линии постоянного значения функции тока плоского течения жидкости отвечают системе линий тока.

Подставляя (124) в (126), получим

$$\psi = -\frac{c}{Bb}\left[\left\{B^2 - \overline{T} - \frac{2}{l}\overline{F(y)}(B^2+b^2)\right\}y + b^2F(y)\right] + C. \qquad (127)$$

Если иметь в виду закон (85), схематически интерпретирующий распределение T_x в экваториальной зоне океанов, то на основании (124) и (127) после простых вычислений получим

$$S_x = -\frac{cbT_0}{2B}\cos\frac{2\pi y}{l}, \qquad (128)$$

$$\psi = \frac{cbT_0}{2B}\frac{l}{2\pi}\sin\frac{2\pi y}{l} + C. \qquad (129)$$

Сопоставляя (128) и (89), мы видим, что в случае $\frac{h}{D} \geqslant 3$ смена направления полных потоков S_x приурочена к значениям y, соответствующим смене знака зональной компоненты геострофического течения u_G, т. е. к значениям $y_1 = \frac{l}{4}$, $y_2 = \frac{3l}{4}$. Это и следовало ожидать, так как в случае достаточно большой глубины моря h в сравнении с глубиной трения D чисто дрейфовое и придонное течения развиты в полной мере, будучи изолированы друг от друга промежуточным слоем, в котором господствует геострофическое течение. Полные же потоки в чисто дрейфовом и придонном течениях, направленные в противоположные стороны, компенсируют друг друга.

Таким образом, в случае $\frac{h}{D} \geqslant 3$ полные потоки S заведомо определяются распределением скоростей геострофического течения.

На рис. 42 изображены линии полных потоков S_x согласно выражению (129). (Сопоставить с рис. 32, изображающим линии тока геострофического течения).

Заметим, что попытка вычислить по формуле (128) полный перенос воды в области противотечения, т. е. определить величину

$$S_m = \int_{\frac{l}{4}}^{\frac{3l}{4}} S_x \, dy \ ,$$

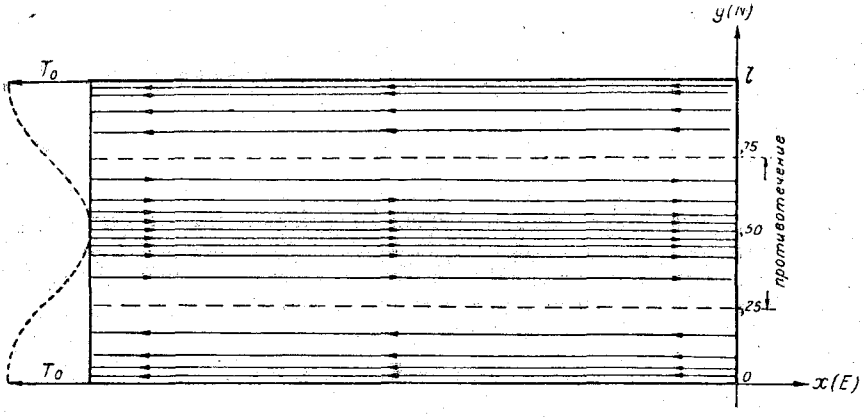


Рис. 42. Теоретическая схема распределения полных потоков в области экваториальных течений и противотечения в случае изменения тангенциального давления ветра T, указанного слева прерывистой кривой.

приводит к значениям S_m, примерно в 10 раз превышающим приближенно известный тотальный перенос в области экваториальных противотечений в Тихом и Атлантическом океанах (около 25 млн. м^3/сек., см. раздел 1). Столь грубое расхождение числовых значений является, повидимому, следствием не только того, что мы рассматриваем идеализированный, однородный океан, но также следствием нашего незнания деталей поперечной неравномерности пассатов в экваториальных частях океанов. В самом деле, закон (85) лишь грубо схематически описывает поперечную неравномерность пассатов, отражая лишь главные, заведомо известные ее черты (штилевая зона), которые могут определять скорее лишь качественную, нежели количественную сторону явления. В дальнейшем, по мере уточнения данных о поперечной неравномерности пассатов и меридиональной протяженности области нагона, можно попытаться вычислить тотальный расход в области противотечения по общей формуле (125), пригодной в случаях любой заданной поперечной неравномерности ветра. Положение границ раздела между потоками в направлении ветра и потоками обратного направления может быть в таком случае определено посредством приема, аналогичного изложенному в предыдущем разделе.

Действительно, полагая в (124) $S_x = 0$ и пользуясь предыдущими обозначениями, мы получим

$$W_x^2(y) = 2\gamma\left(1 + \frac{B^2}{b^2}\right) - \left(\frac{B}{b}\right)^2 \overline{W_x^2}\,.$$

Значения y, для которых выполняется написанное равенство, определяют положение границ между полными потоками противоположного направления. Данное условие можно, пользуясь (35), (36) и (37), записать в виде

$$W_x^2(y) = 2\gamma\left[1 + \left(\frac{1}{2\frac{\pi h}{D} - 1}\right)^2\right] - \left(\frac{1}{2\frac{\pi h}{D} - 1}\right)^2 \overline{W_x^2}\,.$$

В случае $\frac{h}{D} = 3$

$$\left(\frac{1}{2\frac{\pi h}{D} - 1}\right)^2 \cong 0{,}01\,.$$

Так как, кроме того, $2\gamma > W_x^2$, то в случаях $\frac{h}{D} \geqslant 3$ положение границ раздела с достаточной точностью будет вытекать из условия

$$W_x^2(y) = 2\gamma\,,$$

определяющего, как и следовало ожидать, положение границ геострофического противотечения (см. предыдущий раздел). Следовательно, границы между противоположными зональными компонентами геострофических течений, указанные на рис. 41, являются одновременно и границами между противоположно направленными зональными потоками.

11. О ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В СИСТЕМЕ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ

Полученные в предыдущем разделе результаты мы используем для исследования вопроса о диссипации энергии в системе экваториальных течений и противотечения. Как известно, одной из гидродинамических характеристик потока вязкой жидкости является величина диссипируемой в нем, благодаря трению, механической энергии, зависящая от квадратов изменения компонент скорости по осям координат.

Для определения величины диссипации энергии в однородном море мы будем попрежнему опираться на систему уравнений (1), положенных в основу экмановской теории и построенной нами теоретической модели экваториальных противотечений. Заметим при этом, что для получения интегральной величины диссипации во всем слое моря, в котором имеется движение воды, нет необходимости ограничиваться предположением о постоянстве коэффициента внутреннего турбулентного трения A_z. Эта величина, вообще говоря, может меняться вдоль вертикали z по любому закону. В дальнейшем, однако, для того, чтобы использовать полученные здесь результаты, мы будем попрежнему считать $A_z = \mathrm{const}$.

Итак, на первых порах допустим, что $A_z = f(z)$. Тогда система уравнений (1) запишется в виде

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) + 2\rho\omega v \sin\varphi = \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) - 2\rho\omega u \sin\varphi = \frac{\partial p}{\partial y}.$$

Исключим из этой системы уравнений компоненты кориолисовой силы путем умножения первого уравнения системы на u, второго уравнения на v и сложения обоих уравнений. Мы получим

$$u\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) + v\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) = u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}.$$

Проинтегрируем последнее выражение в пределах от поверхности моря ($z = 0$) до его дна ($z = h$), применяя при этом интегрирование по частям для членов в его левой части. Мы получим

$$\left[uA_z \frac{\partial u}{\partial z}\right]_0^h + \left[vA_z \frac{\partial v}{\partial z}\right]_0^h - \int_0^h A_z\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right]dz =$$

$$= \int_0^h \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right)dz. \qquad (130)$$

Если на поверхность моря действует ветер, то

$$\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 = -T_x, \qquad \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_0 = -T_y,$$

где T_x и T_y — компоненты тангенциального давления ветра на поверхности моря.

С другой стороны, на дне моря при $z = h$ компоненты скорости течения обращаются в нуль (вследствие прилипания):

$$(u)_h = (v)_h = 0.$$

На основании принятых условий выражение (130) запишется в форме

$$u_0 T_x + v_0 T_y - \int_0^h A_z\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right]dz = \int_0^h \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right)dz$$

или

$$E = u_0 T_x + v_0 T_y - \int_0^h \left(u\frac{\partial p}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial y}\right)dz, \qquad (131)$$

где

$$E = \int_0^h A_z\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right]dz \qquad (132)$$

представляет собой величину энергии, диссипируемой в единицу времени в столбе воды с поперечным сечением, равным единице, и высотой, равной расстоянию от поверхности моря до его дна. Что же касается правой части выражения (131), то она представляет собой ту механическую энергию, которая поступает в рассматриваемый столб воды в единицу времени. Эта поступающая в данный объем энергия определяется, с одной стороны, работой R_1 тангенциального давления ветра на верхней границе объема (поверхности моря):

$$R_1 = u_0 T_x + v_0 T_y = V_0 T \cos\alpha \ , \qquad (133)$$

где V_0 и T — абсолютные величины векторов скорости течения на поверхности моря и тангенциального давления ветра, а α — угол между упомянутыми векторами.

С другой стороны, поступающая в объем энергия определяется работой R_2, затрачиваемой градиентом давления в морской воде на перемещение ее во всем рассматриваемом столбе жидкости:

$$R_2 = -\int_0^h \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y}\right) dz = \int_0^h (V \operatorname{grad} p \cos\psi)\, dz \ , \qquad (134)$$

где через V и grad p обозначены абсолютные величины векторов скорости течения и градиента давления, а ψ — угол между названными векторами, причем вектор градиента давления направлен в сторону, обратную возрастанию p, т. е.

$$\operatorname{grad} p = -\frac{\partial p}{\partial n} \ ,$$

где n — направление нормали к изобарам.

Физический смысл уравнения (131) заключается в том, что при установившемся турбулентном течении вязкой жидкости поступающая в данный объем (за счет работы приложенных к данному объему сил) механическая энергия должна полностью диссипироваться работой сил турбулентного и молекулярного трения, т. е. пропадать как механическая энергия упорядоченного, осредненного движения, превращаясь в другие формы энергии — энергию турбулентных и молекулярных движений в жидкости. Заметим при этом, что, согласно (132), диссипативная функция E является величиной существенно положительной, ибо всегда $A_z > 0$, $\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 > 0$, $\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 > 0$. Если коэффициент виртуального трения A_z не зависит от z, то A_z в формуле (132) выносится за знак интеграла[1].

---

[1] Вопрос о диссипации энергии в систематическом изложении теории морских течений до последнего времени совершенно не затрагивался. Этому вопросу уделяется некоторое внимание лишь в двух недавно опубликованных руководствах, а именно; в книге Г. Свердрупа „The Oceans" (1942 г., США) и в книге Н. Н. Зубова „Динамическая океанология" (1947 г., Гидрометеоиздат). К сожалению, однако, в вопросе о диссипации энергии обоими авторами допущены весьма существенные ошибки. Свердруп ошибочно полагает (стр. 486),

Если море однородно ($\rho = \text{const}$), то мы для выражения интеграла (134) можем использовать соотношения (5) и (6) и написать интегральную формулу для диссипации энергии в некоторой точке однородного моря (131) в виде

$$E = u_0 T_x + v_0 T_y + g(\gamma_x S_x + \gamma_y S_y) , \tag{135}$$

где, как и прежде,

$$S_x = \int_0^h u\,dz$$

и

$$S_y = \int_0^h v\,dz$$

— компоненты полного потока от поверхности до дна моря. Если равномерный ветер работает над поверхностью замкнутого моря, то, как заметил еще Экман, компоненты S_x и S_y в каждой точке моря равны нулю, и для диссипации энергии стационарных течений, обусловленных равномерным ветром в ограниченном однородном море, мы, следовательно, получим выражение

$$E = u_0 T_x + v_0 T_y = V_0 T \cos\alpha . \tag{136}$$

Формулу (136) мы применили ранее (28) для расчета диссипации энергии в том случае, когда равномерный ветер дует под некоторым углом к бесконечно длинному прямолинейному берегу однородного моря, т. е. в том случае, когда $\gamma_y S_y = 0$ в силу того, что в направлении ветра (ось Y) $\gamma = 0$, а $\gamma_x S_x = 0$ потому, что полный поток S_x, перпендикулярный береговой черте, обращается в нуль. Для вычисления

что выражение для диссипации энергии в случае, когда $A_z = f(z)$, должно записываться в виде (если пользоваться принятыми здесь обозначениями)

$$E = \int_0^h \left[\frac{d(Au)}{dz}\frac{du}{dz} + \frac{d(Av)}{dz}\frac{dv}{dz}\right] dz ,$$

что, очевидно, противоречит формуле (132) и представлению о диссипации энергии как о величине существенно положительной. Причина ошибки Свердрупа кроется в написанном им неверном для переменного A равенстве

$$u\frac{d}{dz}\left(A\frac{du}{dz}\right) = \frac{d}{dz}\left(uA\frac{du}{dz}\right) - \frac{d(Au)}{dz}\frac{du}{dz} ,$$

интегрируя которое он и получает ошибочное [в случае $A = f(z)$] выражение для диссипации энергии. Еще более существенную ошибку допускает Зубов, присоединяя (стр. 21) к обычному выражению компонент сил внутреннего трения диссипативные члены, а именно:

$$R_x' = A\frac{d^2u}{dz^2} + \frac{A}{u}\left(\frac{du}{dz}\right)^2 , \quad R_y' = A\frac{d^2v}{dz^2} + \frac{A}{v}\left(\frac{dv}{dz}\right)^2 .$$

Ошибка Зубова происходит от того, что им упущено из внимания, что диссипирующаяся энергия пропадает как механическая работа, превращаясь в другие формы энергии вследствие работы силы внутреннего трения.

вектора поверхностной скорости течения V_0 мы воспользовались результатами экмановской теории, исходящей из предположения о постоянстве величины A_z. Полученные нами ранее результаты показали, что диссипация энергии достигает максимальной величины при ветре, параллельном бесконечно длинному берегу моря, причем E_{max} в три раза превышает диссипацию энергии в чисто дрейфовом течении, когда ветер направлен перпендикулярно береговой черте. Это объясняется тем, что, согласно экмановской теории, в случае ветра, параллельного берегу, компонента скорости поверхностного течения в направлении ветра в три раза больше составляющей (по ветру) поверхностной скорости чисто дрейфового течения.

Формула (136) была применена также для определения диссипации энергии в условиях реального (неоднородного) моря, для чего были использованы данные многолетних измерений вектора V_0 на пловучем маяке „Эрансгрунд" в Финском заливе Балтийского моря, производившиеся одновременно с измерениям скорости и направления ветра. Результаты наших вычислений показали, что, несмотря на абстрактность теории, опирающейся на сильно упрощенную систему уравнений (1) и предположения о постоянстве ρ и A_z, изменения диссипации энергии, вычисленные по формуле (136) для района маяка „Эрансгрунд," не только качественно, но и количественно весьма хорошо совпали с результатами теории. Совершенно очевидно, что в случае неравномерного ветра компоненты полных потоков S_x и S_y в формуле (135) не обращаются в нуль в каждой точке моря, а потому для вычисления диссипации энергии стационарных течений, обусловленных неравномерным полем ветра, т. е. в случае системы экваториальных течений и противотечения в океанах, необходимо вместо (136) пользоваться полным выражением (135), в котором члены, определяющие работу градиента давления, будут компенсировать порой отрицательный знак членов, характеризующих работу тангенциального давления ветра на поверхности моря.

Так как в рассматриваемой нами замкнутой области океана тангенциальное давление ветра направлено вдоль оси x ($T_y = 0$), а полные потоки S_y в перпендикулярном ветру направлении равны нулю (см. раздел 10), то выражение для диссипации энергии (135) запишется применительно к данному случаю в виде

$$E = u_0 T_x + g \gamma_x S_x , \tag{137}$$

где, как и прежде,

$$u_0 = u_G + u_{0,W} ,$$

а γ_x и S_x определяются формулами (79) и (124).

Мы исследуем здесь изменения диссипации энергии при различной неравномерности ветра, меняющегося по закону (104), который здесь удобнее представить в виде

$$T_x(y) = -\frac{T_{max} + T_{min}}{2}\left(1 + \beta \cos \frac{2\pi y}{l}\right) , \tag{138}$$

где

$$\beta = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} + T_{min}} \tag{139}$$

— параметр неравномерности ветра, заключенный в пределах $0 \leqslant \beta \leqslant 1$. Согласно (138) и (79),

$$\gamma_x = \frac{c}{2b}(T_{\max} + T_{\min})\left(1 - \frac{1}{1+\delta^2}\right),$$

где

$$\delta = \frac{b}{B}.$$

Как было показано ранее, величина $\frac{1}{1+\delta^2}$ очень мала. Поэтому с достаточным приближением

$$\gamma_x = \frac{c}{2b}(T_{\max} + T_{\min}). \tag{140}$$

В то же время, согласно (138) и (124),

$$S_x = -\frac{cb}{2B}(T_{\max} - T_{\min})\cos\frac{2\pi y}{l}. \tag{141}$$

Следовательно, величину $g\gamma_x S_x$ можно представить в виде

$$g\gamma_x S_x = -\frac{kc}{4B}(T_{\max} + T_{\min})^2 \beta \cos\frac{2\pi y}{l}. \tag{142}$$

С другой стороны,

$$u_G = -\frac{kc}{2B}\left[\frac{1}{1+\delta^2} + \beta\cos\frac{2\pi y}{l}\right](T_{\max} + T_{\min}),$$

$$u_{0,W} = -\frac{kc}{4B}(T_{\max} + T_{\min})\left(1 + \beta\cos\frac{2\pi y}{l}\right).$$

Отбрасывая малый член $\frac{1}{1+\delta^2}$, можно написать следующее выражение для результирующей скорости течения на поверхности океана:

$$u_0 = u_G + u_{0,W} = -\frac{kc}{2B}(T_{\max} + T_{\min})\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2}\beta\cos\frac{2\pi y}{l}\right).$$

Следовательно,

$$u_0 T_x = \frac{kc}{4B}(T_{\max} + T_{\min})^2\left(\frac{1}{2} + 2\beta\cos\frac{2\pi y}{l} + \frac{3}{2}\beta^2\cos^2\frac{2\pi y}{l}\right). \tag{143}$$

Складывая (142) и (143), получим окончательное выражение для диссипации энергии:

$$E = \frac{kc}{4B}(T_{\max} + T_{\min})^2\left[\frac{1}{2} + \beta\cos\frac{2\pi y}{l} + \frac{3}{2}\beta^2\cos^2\frac{2\pi y}{l}\right]. \tag{144}$$

Вспоминая, что, согласно (138),

$$\overline{T} = \frac{T_{\max} + T_{\min}}{2},$$

где $\overline{T}$ — абсолютное среднее значение тангенциального давления ветра, можно представить стоящий перед квадратными скобками в (144) множитель в виде

$$\frac{kc}{4B}(T_{\max} + T_{\min})^2 = 2\frac{kc\overline{T}}{2B}\overline{T}. \tag{145}$$

Так как

$$\frac{kc\overline{T}}{2B} = u'_{0,W},$$

где $u'_{0,W}$ — поверхностная скорость чисто дрейфового течения, обусловленного средним значением $\overline{T}$, то, вспоминая (133) или (136), можно сказать, что (145) представляет собой не что иное, как удвоенную величину диссипации энергии в чисто дрейфовом течении, обусловленном средним значением тангенциального давления ветра, которую мы обозначим следующим образом:

$$\frac{kc}{4B}(T_{\max} + T_{\min})^2 = 2E'. \tag{146}$$

Имея в виду (146), выражение (143) удобно представить в безразмерной форме:

$$\frac{E}{2E'} = \frac{1}{2} + \beta\cos\frac{2\pi y}{l} + \frac{3}{2}\beta^2\cos^2\frac{2\pi y}{l}, \tag{147}$$

указывающей, во сколько раз диссипация энергии в данной точке рассматриваемой замкнутой области океана отличается при неравномерном ветре от диссипации энергии в чисто дрейфовом течении, обусловленном средним T. Полагая в (147) $\beta = 0$, что, согласно (139), соответствует случаю равномерного ветра, когда $T_{\max} = T_{\min} = \text{const}$, мы из (147) получим

$$E = \frac{2E'}{2} = E'. \tag{148}$$

Следовательно, диссипация энергии в стационарном течении, возбуждаемом равномерным ветром, дующим параллельно „большой оси" нашей замкнутой прямоугольной области океана, равна диссипации энергии в чисто дрейфовом течении при той же скорости ветра. Сравнивая этот результат с полученным ранее выводом о величине E при ветре, дующим параллельно бесконечно длинному берегу однородного моря, можно сказать, что замкнутость области приводит к уменьшению диссипации энергии, и диссипация энергии в замкнутой области океана (моря), при прочих равных условиях, в три раза меньше диссипации энергии течений, развивающихся у бесконечно длинного берега моря (океана).

На рис. 43 изображены кривые диссипации энергии в поперечном сечении моря рассматриваемой области океана, соответствующие различным, указанным на рисунке, значениям β (неравномерности ветра). Прямая линия IV изображает диссипацию энергии при равномерном ветре ($\beta = 0$), а кривая I — диссипацию энергии при наличии полосы штиля ($\beta = 1$).

Рассматривая рис. 43, легко заметить, что диссипация энергии при неравномерном ветре обладает на первый взгляд неожиданными и весьма своеобразными особенностями. Так, например, вопреки ожидаемому минимуму диссипации в центральной части моря, который, казалось, должен был бы существовать там при наличии полосы штиля (ибо в этом случае в центральной части моря господствует геострофическое противотечение, управляемое лишь градиентом давления и силой Кориолиса),

в действительности оказывается, что при $\beta = 1$ в центральной части моря на кривой I имеется не минимум, а промежуточный максимум диссипации энергии. Минимумы диссипации энергии находятся в этом случае на некотором расстоянии от середины моря. Напротив, с увеличением скорости ветра в центральной части моря диссипация энергии там уменьшается, до некоторой поры попрежнему обладая промежуточным максимумом. Наконец, при некотором значении β минимумы диссипации энергии, расположенные до того по бокам от центральной линии моря, исчезают, и минимум диссипации энергии перемещается в цен-

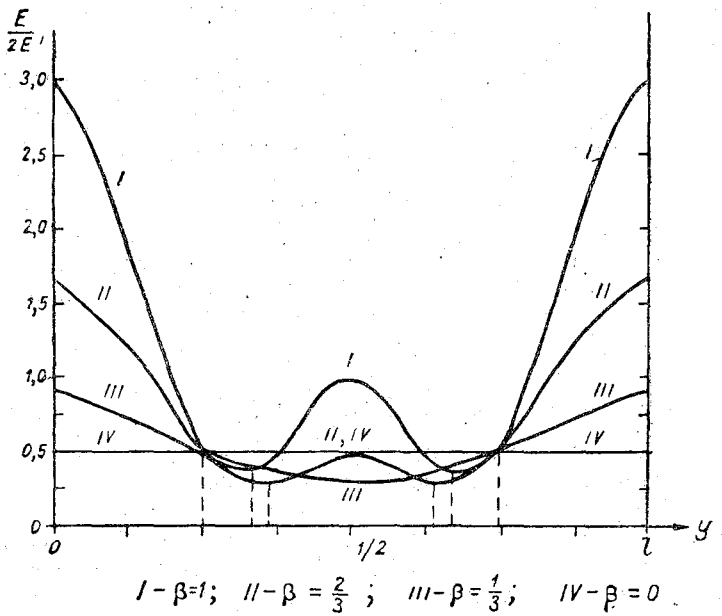


Рис. 43. Кривые изменения диссипации энергии в поперечном сечении экваториальных течений и противотечения (схема).

тральную часть поперечного сечения моря (кривая III). Однако с этого момента, когда диссипация энергии обладает минимумом в центре моря, абсолютное ее значение начинает увеличиваться, приближаясь к постоянной величине диссипации $E = E'$, соответствующей случаю равномерного ветра (прямая IV).

Более простую картину представляет изменение диссипации энергии у берегов моря, где она закономерно уменьшается, начиная с весьма большого значения, в шесть раз превышающего величину диссипации при равномерном ветре, быстро стремясь к постоянной величине, соответствующей диссипации при равномерном ветре. Как следует из выражения (147), изменение диссипации энергии у краев области $E_{0,l}$ и центральной ее части $E_{\frac{l}{2}}$ описывается, соответственно, уравнениями

$$\frac{E_{0,l}}{2E'} = \frac{1}{2} + \beta + \frac{3}{2}\beta^2 , \qquad (149)$$

$$\frac{E_{\frac{l}{2}}}{2E'} = \frac{1}{2} - \beta + \frac{3}{2}\beta^2 . \qquad (150)$$

Построенные, согласно (149) и (150), кривые изменения диссипации, наглядно интерпретирующие сделанные только что выводы, изображены на рис. 44. В соответствии с (150), минимум диссипации энергии в центральной части области приурочен к значению

$$\beta_{кр} = \frac{1}{3} ,$$

которое соответствует достаточно большой поперечной неравномерности ветра $\left(T_{min} = \frac{1}{2} T_{max}\right)$. Любопытно определить значения y, которым соответствуют указанные на рис. 43 минимумы диссипации энергии,

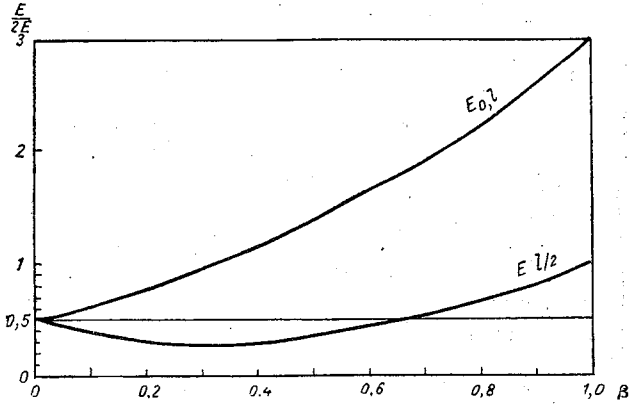


Рис. 44. Изменение диссипации энергии на краях области ($E_{0,l}$) и в ее центре $\left(E_{\frac{l}{2}}\right)$.

расположенные по бокам от центральной линии моря в том случае, когда поперечная неравномерность ветра велика. Исследование выражения (147) на экстремумы приводит к следующим уравнениям, корни которых определяют положение экстремумов в поперечном сечении моря:

$$\sin \frac{2\pi y}{l} = 0 , \qquad (151)$$

$$\cos \frac{2\pi y}{l} = -\frac{1}{3\beta} . \qquad (152)$$

Решениями (151) являются значения $y = 0$, $y = l$, $y = \frac{l}{2}$. Первые два определяют максимумы E, всегда приуроченные к краям области. Последнее же значение y соответствует максимуму E, расположенному в центре моря до той поры, пока β немногим отличается от единицы.

Второе уравнение (152) имеет решения, определяющие положение минимумов E до той поры, когда правая часть (152) не превышает

единицы. При $\beta = 1$, т. е. когда в центре моря располагается полоса штиля, уравнение (152) принимает вид

$$\cos \frac{2\pi y}{l} = -\frac{1}{3},$$

которому соответствуют решения $y = 0{,}3\,l$, $y = 0{,}7\,l$, определяющие положение минимумов E. Весьма любопытно, что именно этим значениям y соответствуют границы противотечения на поверхности океана в случае штилевой полосы в его центре, которые были определены нами в разделе 6. Таким образом, мы можем утверждать, что при наличии штилевой полосы в центре области минимумы диссипации энергии совпадают с границами противотечения на поверхности океана.

Когда (152) не имеет решений, т. е. когда

$$\frac{1}{3\beta} > 1,$$

минимум E определяется значением $y = \frac{l}{2}$, являющимся корнем уравнения (151). Очевидно, что равенство

$$\frac{1}{3\beta_{кр}'} = 1 \tag{153}$$

определяет такое значение $\beta_{кр}'$, при котором два минимума E, располагавшиеся по бокам от центральной части моря, исчезают, и кривая E начинает обладать одним минимумом в центре моря. На основании (153) это критическое значение $\beta_{кр}'$ равно

$$\beta_{кр}' = \frac{1}{3},$$

что, согласно (139), равносильно

$$T_{min} = \frac{1}{2} T_{max}. \tag{154}$$

Легко показать, что исчезновение двух минимумов E в случае (154) обусловлено исчезновением противотечения с поверхности океана. Действительно, как это было показано в разделе 8, критерий (108) возможности противотечения на поверхности океана, когда T меняется по закону (104) и в случае $\frac{h}{D} = 3$, можно записать в виде

$$\frac{T_{min}}{\overline{T}} \leqslant \frac{2}{3}.$$

Так как, однако,

$$\overline{T} = \frac{T_{max} + T_{min}}{2},$$

то предыдущее условие можно записать в форме

$$T_{min} \leqslant \frac{1}{2} T_{max},$$

совершенно аналогичной (154).

Отметим, наконец, еще одну своеобразную особенность в изменениях диссипации энергии, которая бросается в глаза при рассмотрении рис. 43. В самом деле, кривые изменения (в том числе и прямая IV) обладают тем замечательным свойством, что все они пересекаются в двух точках, где, следовательно, диссипация энергии неизменно остается равной диссипации энергии при равномерном ветре (несмотря на меняющуюся в действительности поперечную неравномерность ветра). Исследование формулы (147) показывает, что упомянутая особенность отнюдь не является результатом погрешностей чертежа и что кривые диссипации, согласно (147), должны обладать узловыми точками, в которых диссипация энергии не зависит от параметра β. Абсциссы y узловых точек определяются, очевидно, уравнением

$$\beta \cos \frac{2\pi y}{l} + \frac{3}{2}\beta^2 \cos^2\left(\frac{2\pi y}{l}\right) = 0 ,$$

которое распадается на два:

$$\cos \frac{2\pi y}{l} = 0$$

и

$$\frac{3}{2}\beta \cos \frac{2\pi y}{l} + 1 = 0 .$$

Второе из написанных уравнений не пригодно для наших целей, так как решение его зависит от β. Решения же первого уравнения, не зависящие от β, суть:

$$y_1 = \frac{l}{4} , \; y_2 = \frac{3}{4} l .$$

Это и есть абсциссы узловых точек кривых изменения диссипации энергии, совпадающие, как легко видеть, с положением гребня и впадины на меридиональном (поперечном ветру) профиле поверхности океана, которые определяют, в свою очередь, смену знака зональной (по ветру) компоненты геострофического течения (см. раздел 5 и рис. 31) и смену знака полных потоков в рассматриваемой области (см. раздел 10 и рис. 42). Полученный результат не должен казаться удивительным потому, что в точках смены знака геострофической компоненты течения u_G и полных потоков S_x, там, где $u_G = 0$, $S_x = 0$, диссипация энергии будет, согласно (137), определяться выражением

$$E = T(u_G + u_{0,W}) + g\gamma_x S_x = T u_{0,W} ,$$

т. е. зависеть исключительно от компоненты чисто дрейфового течения на поверхности океана. Таким образом, можно было заранее ожидать, что в точках, совпадающих с положением гребня и впадины на меридиональном профиле поверхности океана, диссипация энергии равна диссипации в чисто дрейфовом течении.

Следует в заключение отметить, что для практических расчетов диссипации энергии применение формулы (137) встречает затруднения потому, что для вычислений по этой формуле необходимо знать не

только величину наклона поверхности уровня моря γ_x, но и не всегда известную величину расхода (полного потока) S_x в каждой точке поперечника моря. Однако если не преследовать цели расчета диссипации энергии в каждой точке замкнутой области океана (моря), а определять лишь **полную** величину диссипирующейся энергии во всем ее поперечном сечении, то для этого нет нужды знать величины γ_x и S_x; достаточно попрежнему ограничиваться измеренными значениями V_0, T и α. В самом деле, интегрируя (135) в пределах от $y=0$ до $y=l$, получим

$$\mathcal{E}=\int_0^l (TV_0\cos\alpha)\,dy+g\,\gamma_x\int_0^l S_x\,dy\,.$$

Но величина второго интеграла в написанном равенстве, очевидно, равна нулю в силу условия водного баланса (60). Поэтому и в случае неравномерного ветра

$$\mathcal{E}=\int_0^l (T\,V_0\cos\alpha)\,dy\,,$$

причем, конечно, следует учитывать и отрицательные значения $T\,V_0\cos\alpha$.

Имея в виду (143), тотальная величина диссипирующейся энергии будет в рассматриваемом здесь случае определяться выражением

$$\mathcal{E}=\int_0^l Tu_{0,R}\,dy=$$

$$=\frac{kc}{4B}(T_{\max}+T_{\min})^2\int_0^l\left[\frac{1}{2}+2\beta\cos\frac{2\pi y}{l}+\frac{3}{2}\beta^2\cos^2\left(\frac{2\pi y}{l}\right)\right]dy\,,$$

что в результате дает

$$\mathcal{E}=\frac{kc}{4B}(T_{\max}+T_{\min})^2\,\frac{l}{2}\left(1+\frac{3}{2}\beta^2\right).$$

Если обозначить через

$$\mathcal{E}'=\frac{kc}{4B}(T_{\max}+T_{\min})^2\,\frac{l}{2}=\frac{kc\overline{T}}{2B}\,\overline{T}l$$

тотальную величину диссипирующейся энергии в чисто дрейфовом течении, обусловленном средним $\overline{T}$, то предыдущее выражение можно записать в безразмерной форме:

$$\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}'}=1+\frac{3}{2}\beta^2\,.$$

12. ВЫЯСНЕНИЕ ГРАНИЦ ОБЛАСТИ СГОННО-НАГОННОГО ЭФФЕКТА ПАССАТОВ

Сопоставление результатов нашей теории с данными наблюдений, характеризующими с разных сторон экваториальные противотечения и связанные с ними явления, показало, что, во всяком случае, качественные результаты теории очень хорошо согласуются с действительностью.

Эти факты, несомненно, свидетельствуют о том, что в теории учтена не только вполне реальная, но в то же время и главная причина изучаемого явления. Этой причиной, как видно из теории, является перераспределение океанских вод внутри некоторой замкнутой области, обусловленное поперечной неравномерностью пассатов в экваториальных зонах Атлантического и Тихого океанов. Естественно, поэтому возникает желание подробно разобрать вопрос о географическом положении и свойствах границ упомянутой области. Сделать это тем более необходимо, что, по мнению Дефанта (см. стр. 37), плохо формированные твердые препятствия (острова), расположенные на пути экваториальных течений в западной части Тихого океана, вряд ли достаточны для создания сколько-нибудь значительного эффекта подпора для того, чтобы в результате возникало весьма узкое и вместе с тем громадной зональной протяженности противотечение компенсационного характера. Насколько мы понимаем, только на основании этих кажущихся противоречий Дефант полагает, что компенсация нагона не является главной причиной существования противотечения в Тихом океане, и в развитии противотечения там, по его мнению, играют роль также и другие не „динамические“ факторы.

Заметим прежде всего, что смущающие Дефанта узость и вместе с тем большая протяженность экваториального противотечения в Тихом океане отнюдь не противоречат концепции о компенсационной природе этого течения, коль скоро существует некоторая замкнутая область, внутри которой выполняются известного рода условия (см. раздел 3). В свете изложенной здесь теории противотечение может существовать в виде очень узкого потока, пересекающего в зональном направлении всю область нагона, и даже вырождаться порой, как было показано в разделе 6, в двойную линию сходимости — расходимости, вытянутую в зональном направлении. В свете теории ясно, что ширина противотечения зависит от динамических условий, в каких зарождается этот поток, а именно от характера поперечной неравномерности ветрового поля и соотношения между глубиной трения и толщиной слоя, в котором развивается циркуляция. В зависимости от перечисленных условий противотечение в иных местах может быть направлено на поверхности океана целиком против сильного ветра, а в других — существовать в виде глубинного течения.

Что же касается самой области, в которой может проявляться сгонно-нагонной эффект ветрового поля, то границами ее отнюдь не обязательно должны являться сплошные твердые препятствия (острова, материки). Нетрудно показать, что существование интересующей нас области мыслимо и в просторах безбрежного океана, где эта область будет обладать жидкими границами, если система ветров над океаном удовлетворяет некоторым условиям.

В самом деле, представим себе, для простоты, некоторую прямоугольную область $ABCD$ (рис. 45*а*) в безбрежном океане, внутри которой действует ветер указанного на рис. 45 *а* направления.

Допустим, далее, что внутри рассматриваемой области произошло перераспределение воды, соответствующее нагону воды к границе AB под действием указанного ветра и кориолисовой силы. В результате нагона воды к AB уровень у CD должен понизиться. Кроме того, если область находится в северном полушарии, то в результате нагона от CD к AB в поле кориолисовой силы уровень океана, как известно, должен повыситься справа от направления нагона, т. е. у границы BC и понизиться у левой границы области — AD. Для осуществления указанных здесь повышений и понижений уровня океана, на границах области необходим, очевидно, в начальной стадии развития процесса (когда

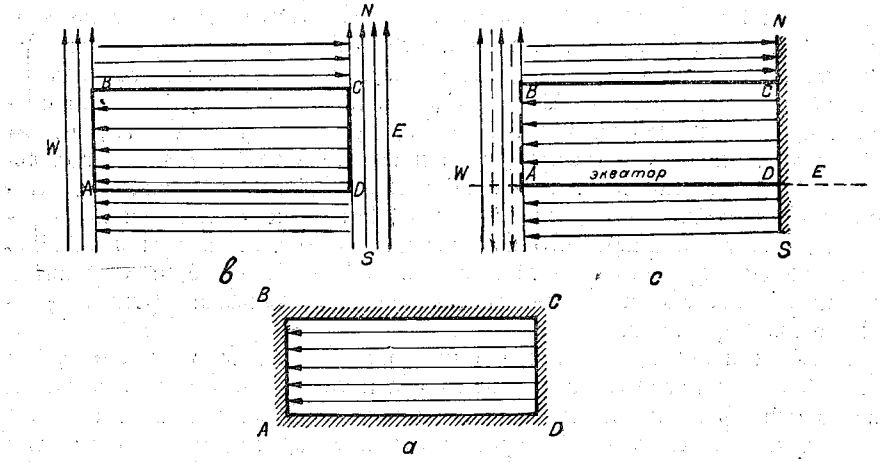


Рис. 45. К вопросу о границах области сгонно-нагонного эффекта пассатов.

создаваемые градиенты давления не уравновешивают еще силы кориолиса) некомпенсированный отток воды от границ CD и AD и такой же, некомпенсированный, приток воды к границам AB и BC.

Если бы границы области были твердыми, то указанное здесь некомпенсированное перераспределение воды произошло бы само собой. Так как, однако, границы области предполагаются жидкими, то необходимое некомпенсированное перераспределение воды осуществимо лишь в случае, когда границы области являются границами раздела ветров различных направлений, под действием которых водные массы в поверхностном слое переносятся в перпендикулярном ветру направлении (вправо — для северного полушария и влево — в южном полушарии. Нетрудно сообразить, что системой ветров, обеспечивающей сгонно-нагонный эффект внутри области $ABCD$ с жидкими границами, является ветровая система, изображенная на рис. 45 *b*, если иметь в виду северное полушарие).

Переходя теперь к условиям Тихого океана и ориентируя CD в направлении меридиана, заметим, что необходимость существования там системы ветров, параллельных CD, отпадает, так как в восточной части океана уже существует твердая граница в виде непрерывной береговой

линии Северной и Южной Америки, обеспечивающей некомпенсированный (в начале) отток воды в западном направлении. Эта восточная твердая граница области нагона изображена на рис. 45 *c* жирной, подштрихованной чертой. В западной же части океана береговая черта имеет прерывный характер, и пространства между материками и островами позволяют воде, влекомой пассатами, почти беспрепятственно двигаться на запад. Это обстоятельство, как мы знаем, смутило Дефанта, отвергнувшего поэтому возможность достаточного скопления воды в западной части Тихого океана. Однако если бы на пути пассатов в западной части Тихого океана существовала бы полоса южных ветров, дующих, как это схематически изображено на рис. 45 *b* и 45 *c*, параллельно *AB*, то эта система ветров вместе с пассатами обеспечила бы нагон у *AB* и при полном отсутствии твердой границы в указанном месте.

Обращаясь к картам распределения ветров зимой и летом в Тихом океане (рис. 19, 20), мы видим, что летом (рис. 19) в западной части океана, на широтах от 5° S до 30° N, включающих Новую Гвинею и Филиппины, господствует система южных ветров аналогично схемам рис. 45 *b* и 45 *c*. Эти ветры, родственные SW муссону, дующему летом в Индийском океане, возбуждают тотальный дрейфовый перенос воды на восток, т. е. навстречу западному переносу воды, в итоге возбуждаемому пассатами. Таким образом, указанная система ветров обеспечивает сначала некомпенсированный приток воды в западную часть Тихого океана, обусловливающий подъем его поверхности с востока на запад совершенно аналогично тому, что имело бы место, если бы экваториальная область Тихого океана в западной ее части была ограничена непрерывной береговой линией. Наличие крупных островов в западной части экваториальной зоны Тихого океана способствует „подпору" уровня, который существовал бы там и при полном отсутствии береговой черты.

Итак, летом в Тихом океане создаются весьма благоприятные условия для резко выраженного нагона воды в западной его части и компенсации этого нагона в установившихся условиях в виде отчетливо выраженного экваториального противотечения.

Напротив, как это видно из карты ветров на рис. 20, зимой в западной части Тихого океана господствуют ветры с ярко выраженной северной составляющей[1], т. е. нарушаются благоприятные условия для сколь-нибудь значительного нагона воды к западной границе океана. Единственным препятствием там на пути зонального переноса воды в указанное время года могут служить лишь острова, в какой-то мере создающие эффект „подпора", который, разумеется, должен быть выражен значительно слабее „подпора" в летнее время года.

Изложенные соображения объясняют, почему зимой в западной части Тихого океана, несмотря на увеличивающиеся скорости пассатов (факт особенно смущавший Шотта, см. раздел 2), экваториальное противотечение либо исчезает совсем, либо обнаруживается в виде узкого и слабого течения. Как упоминалось ранее, экваториальное противотечение зимой в Тихом океане сравнимо с мощностью этого потока в летнее время лишь на отрезке восточной половины океана. Повидимому, запад-

---

[1] Эти ветры указаны прерывистыми стрелками в левой части схемы на рис. 45*c*.

ная граница области нагона в указанное время года там значительно отодвигается к востоку.

Здесь следует немедленно подчеркнуть, что факт исчезания противотечения с поверхности океана в одной его области и появления в другой, т. е. прерывный, „кусочный“ характер противотечения на поверхности океана, может являться следствием не только одного изменения положения зональных границ области нагона. Прерывное распространение противотечения на поверхности в неменьшей мере может являться следствием различия поперечной неравномерности нагонного ветра в разных, поперечных ветру (одного и того же направления) сечениях области нагона при неизменном положении ее границ.

В этом практически более вероятном случае противотечение может существовать в виде глубинного потока в области с меньшей поперечной неравномерностью ветра и появляться на поверхности в области с большей поперечной неравномерностью ветра. Полученные в разделе 9 выводы служат достаточным основанием для такого предположения, хотя, строго говоря, рассмотренные там явления протекали в условиях неизменной поперечной неравномерности ветра. Разумеется, что аналитическое рассмотрение указанного здесь более общего случая, должно являться предметом развития нашей теории в дальнейшем (см. раздел 13).

Сделанные здесь замечания не относятся только к Тихому океану, где условия для создания противотечения наиболее благоприятны. В равной мере наши замечания могут быть отнесены и к Атлантическому и Индийскому океанам. Имея в виду наши соображения и выводы, читатель без труда ответит на вопросы о причинах отсутствия экваториального противотечения в Индийском океане летом северного полушария и появления его зимой к югу от экватора.

Займемся теперь выяснением положения южной и северной границы рассматриваемой области нагона, для чего возвратимся к схемам рис. 45.

Нетрудно сообразить, что южной границей области $ABCD$ (рис. 45 *c*) как в Тихом, так и в Атлантическом океанах является экватор. К этому выводу легко притти, если учесть, что пассаты существуют в обоих полушариях, а отклоняющая сила вращения земли меняет знак при переходе через экватор. Один и тот же ветер с восточной составляющей (пассат), действующий по обеим сторонам от экватора, вызывает тотальный дрейфовый перенос воды в северном полушарии к северу от экватора, а в южном — к югу от него. Таким образом, линия экватора в океанах является границей раздела двух противоположно направленных дрейфовых потоков, и вдоль этой границы тем самым обеспечивается некомпенсированный (вначале) отток воды, необходимый для понижения уровня у левой (смотря по ветру) границы области.

По этой причине на поверхности океанов у экватора должна существовать линия дивергенции течений и иметь место восходящие токи, поднимающие воду из глубинных слоев, что компенсирует при уже установившемся (но не в начальной стадии нагона!) режиме отток воды от экватора на поверхности океана. Здесь уместно вспомнить данные наблюдений (см. раздел 1 и рис. 15, 16), подтверждающие эти выводы. Так как линия дивергенции течений у экватора должна существовать до тех пор, пока над поверхностью океана дует ветер с восточной со-

ставляющей (пассаты), т. е. практически всегда, то понятно, что линия дивергенции течения и обусловленные ею восходящие токи должны носить весьма устойчивый характер. Естественно поэтому, что указанное явление отражается и на картах многолетних среднемесячных изотерм на поверхности Тихого океана (рис. 15, 16) в виде языков отрицательных аномалий температуры в противоположность мало устойчивой особенности поля течений, какой является линия дивергенции, ограничивающая с севера ядро противотечения при большой поперечной неравномерности ветра (см. результаты, полученные в разделе 8). Заметим, что в свете сделанных замечаний экватору принадлежит особая роль в создании экваториальных противотечений. Читатель, однако, без труда заметит, что косвенная роль, приписываемая нашей теорией экватору, в корне отличается от того первенствующего значения, которое играл экватор в объяснении причины экваториальных противотечений, данном Свердрупом.

В отношении северной границы области нагона заметим, что господствующие к северу от широты 30° N (см. рис. 19 и 20 и схему рис. 45 *c*) превалирующие западные ветры вместе с пассатами северного полушария делают возможным некомпенсированный (в начале) приток воды вдоль некоторой линии *BC* (рис. 45 *c*) в Атлантическом и Тихом океанах. Однако положение этой северной границы области нагона вряд ли совпадает с зоной раздела ветров, так как положение линии подпора уровня на поверхности океана в начальной стадии развития нагона может затем меняться, и в установившемся случае (к концу нагона) линия подпора (в данном случае северная граница области) может оказаться смещенной относительно границы раздела ветров. Величину такого смещения заранее предсказать очень трудно, так как оно зависит прежде всего от соотношения между тангенциальным давлением, оказываемым ветрами обеих систем на поверхность океана. Более вероятно поэтому северную границу области нагона отождествлять с зоной северной субтропической конвергенции течений, располагающейся, например, в Тихом океане на широте около 20—25° N.

По тем же соображениям нельзя отождествить и западную границу *AB* рассматриваемой области в Тихом океане (схема рис. 45 *c*) с границей раздела между пассатами и системой южных ветров, дующих в западной части океана в летнее время. Фактическая линия подпора на западе, т. е. западная граница области, может быть сдвинута либо к востоку, либо к западу от линии раздела ветров, приуроченных, как это видно из рис. 16, примерно к меридиану 140°W.

Как явствует из изложенного, уточнение положения северной и западных границ области нагона в Тихом океане требует дальнейших исследований, которыми в первую очередь должны явиться рационально организованные океанологические наблюдения.

Читатель, вероятно, уже заметил, что сделанные в данном разделе выводы отчасти расходятся с той теоретической схемой меридиональной циркуляции, которая была ранее указана на рис. 39. В самом деле, на этой схеме вовсе не отражены вертикальные составляющие течения на южном и северном краях поперечного сечения области, которые в свете сделанных здесь замечаний несомненно должны иметь место как в случае твердых, так и жидких ее границ. Таким образом, южная

(экватор) и северная границы области в интерпретации теоретических результатов на рис. 39 не являются линиями дивергенции и конвергенции линий тока на поверхности океана, как это должно бы иметь место в действительности, и поэтому теоретические линии тока меридиональной циркуляции пересекают названные границы.

Отмеченное здесь противотечение обязано своим происхождением, во-первых, известной схематизации движения, описываемого, согласно Экману, упрощенной системой дифференциальных уравнений Стокса — Навье [положенной в основу соотношений (1)], не учитывающих вертикальной составляющей течения, которую мы, так сказать, post factum определили в разделе 6 из уравнения неразрывности. Сделать это удалось лишь для центральных частей области потому, что зональная и меридиональная компоненты скорости течения, зависящие от поперечно-неравномерного ветрового поля, менялись в направлении оси Y. Вторая и, пожалуй, главная причина указанного противоречия заключается в схематизации (в духе Экмана) краевых условий нашей задачи, т. е. замене обычного условия равенства нулю нормальных к контуру области компонент течения (условие непроницаемости) условиями (60) и (61) равенства нулю нормальных к границам контура компонент S_x и S_y полных потоков, не обеспечивающих, очевидно, непроницаемости границ области.

Отмеченное нарушение условия непроницаемости можно устранить формальным приемом, аналогичным приему, примененному Дефантом (см. раздел 2), представив решения нашей задачи в виде

$$\left.\begin{aligned} \tilde{u}_R &= u_R(z, y) \sin \frac{\pi x}{L}, \\ \tilde{v}_R &= v_R(z, y) \sin \frac{\pi y}{l} \end{aligned}\right\} \tag{155}$$

$$\left.\begin{aligned} \tilde{\gamma}_x &= \gamma_x \sin \frac{\pi x}{L}, \\ \tilde{\gamma}_y &= \gamma_y(y) \sin \frac{\pi y}{l}, \end{aligned}\right\} \tag{156}$$

где $u_R\ (z,y)$, $v_R\ (z,y)$, γ_x, $\gamma_y\ (y)$ — уже известные нам выражения этих величин, определенные в предыдущих разделах. Нетрудно убедиться простой подстановкой, что выражения (155) и (156) попрежнему удовлетворяют требуемым в разделе 3 условиям и системе уравнений (1), положенной в основу вывода соотношений (51) и (52), используемых нашей теорией. Сверх того, очевидно, что выражения (155) удовлетворяют условиям непроницаемости, так как при $x = 0,\ L,\ y = 0,\ l$ компоненты скорости течения u_R и v_R обращаются в нуль.

Вспоминая (101), мы на основании (155) должны написать

$$v_R(y, z) = \left[-\frac{kcbT_0}{2(B^2+b^2)} + \frac{kcT_0}{2B\sqrt{2}} e^{-\frac{\pi z}{D}} \cos\left(45^\circ - \frac{\pi z}{D}\right) \times \right.$$
$$\left. \times \left(1 + \cos \frac{2\pi y}{l}\right)\right] \sin \frac{\pi y}{l}. \tag{157}$$

Дифференцируя написанное выражение по y, мы после простых преобразований получим

$$\frac{\partial v_R}{\partial y} = -\frac{kcbT_0}{2l(B^2+b^2)}\cos\frac{\pi y}{l} +$$

$$+\frac{\pi kcT_0}{Bl\sqrt{2}}\cos\frac{\pi y}{l}\left(1-3\sin^2\frac{\pi y}{l}\right)e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\left(45^\circ-\frac{\pi z}{D}\right).$$

Подставляя полученный результат в формулу (100), мы после интегрирования получим вместо (102) следующее выражение для вертикальной составляющей скорости:

$$w(y, z) = \frac{kcT_0D}{2lB}\left[\frac{\pi z}{D}\frac{Bb}{B^2+b^2} - \left(1-e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\frac{\pi z}{D}\right)\times\right.$$

$$\left.\times\left(1-3\sin^2\frac{\pi y}{l}\right)\right]\cos\frac{\pi y}{l}. \qquad (158)$$

Угол наклона α касательной к элементу линии тока в вертикальной плоскости меридионального сечения области для глубин $0 \leqslant z \leqslant 1{,}5\ D$ можно на основании (158) и (157) представить в виде

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\tilde{w}}{\tilde{v}_R} =$$

$$= \frac{D}{l}\left[\frac{\frac{\pi z}{D}\frac{Bb}{B^2+b^2} - \left(1-e^{-\frac{\pi z}{D}}\cos\frac{\pi z}{D}\right)\left(1-3\sin^2\frac{\pi y}{l}\right)}{\frac{e^{-\frac{\pi z}{D}}}{\sqrt{2}}\cos\left(45^\circ-\frac{\pi z}{D}\right)\left(1+\cos\frac{2\pi y}{l}\right)-\frac{Bb}{B^2+b^2}}\right]\operatorname{ctg}\frac{\pi y}{l}. \qquad (159)$$

Аналогичным же путем можно получить угол наклона касательной к элементу линии тока в придонном слое для глубин $1{,}5\ D \leqslant z \leqslant 3\ D$ (полагая, как и прежде, $h = 3\ D$). Для этого формулу (45) нужно лишь умножить на $\sin\frac{\pi y}{l}$, т. е. написать

$$v_g = -k\left[\gamma_x + \sqrt{\gamma_x^2+\gamma_y^2}\,e^{-\frac{\pi z}{D}}\sin\left(\frac{\pi z}{D}+\psi_2\right)\right]\sin\frac{\pi y}{l},$$

где ψ_2 определяется соотношением (47), а γ_x и γ_y—неоднократно применявшимися формулами (87) и (88).

Мы не приводим здесь дальнейших выкладок для определения $\operatorname{tg}\alpha$ в придонном слое, в результате которых и формулы (159) была построена схема линий тока в вертикальной плоскости поперечного ветру (меридионального) сечения области. Схема эта изображена на рис. 46.

Нельзя не заметить, что уточненная схема (рис. 46) ближе напоминает схему Дефанта (рис. 6), нежели схема рис. 39. Однако и на уточненной схеме отсутствует замкнутая циркуляция целлюлярного типа, характерная для схемы Дефанта, искусственно расчленившего два неразрывно связанных потока, какими являются экваториальное течение и

противотечение. На схеме рис. 46 линии тока, как и ранее (но под другим углом), пересекают противотечение. Таким образом, эта особенность, сохранившаяся и на уточненной схеме, принципиально отличает результаты нашей теории, рассматривающей систему экваториальных потоков и противотечение как неразрывное целое, от схем меридиональной циркуляции Дефанта и Свердрупа (рис. 6 и 14), построенных на основании не совсем верных догадок о существе изучаемого явления.

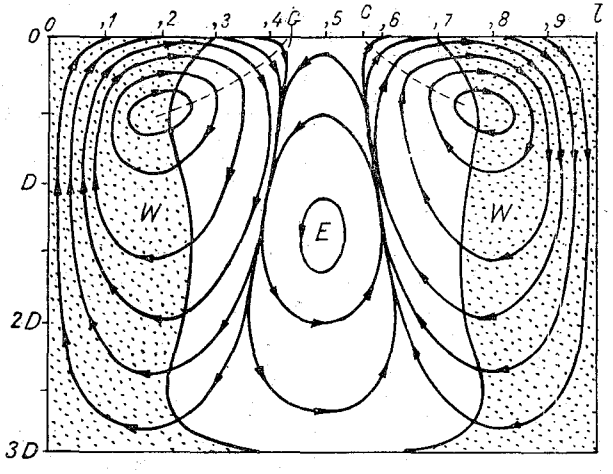


Рис. 46. Уточненная теоретическая схема циркуляции в вертикальной плоскости меридионального сечения океана (W — экваториальные течения, E — экваториальное противотечение).

13. ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРИИ НА СЛУЧАЙ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ЗОНАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПАССАТОВ

Сделанные в предыдущем разделе предположения о причинах прерывного распространения противотечения на поверхности океанов, одной из которых может являться поперечно-продольная неравномерность нагонного ветра (при неизменном положении границ области нагона), побуждают нас более подробно исследовать динамический эффект поперечно-продольной неравномерности ветра.

Попрежнему имея в виду нашу прямоугольную область нагона, допустим, что тангенциальное давление T_x зонального ветра меняется не только в поперечном ветру направлении y, но в то же время и в продольном направлении ветра x, т. е. $T_x = T_x(x,y)$. Предположим далее, что изменения T_x в зональном сечении нашей области невелики по сравнению с изменениями T_x в пределах значительно меньшей протяженности меридионального сечения области. Это предположение, вполне реальное в условиях экваториальной зоны океанов, позволяет, в свою очередь, сделать допущение, что и в этом, более общем случае поверхность

океана внутри рассматриваемой области попрежнему мало уклоняется от поверхности цилиндрической формы. Иными словами, мы приближенно заменяем меняющуюся в зависимости от x и y величину γ_y осредненным по x ее значением, полагая, что осредненное таким образом значение $\gamma_y(y)$ мало отличается от истинных значений γ_y. Как следствие такого осреднения мы должны принять, что $\gamma_x = \text{const}$.

Выражения для компонент полных потоков S запишутся теперь в виде

$$S_x = B\gamma_x + b\gamma_y(y) \ , \tag{160}$$

$$S_y = B\gamma_y(y) - b\gamma_x - cT_x(x, y) . \tag{161}$$

Попрежнему применяя к (160) условие (60), мы получим выражение для γ_x, аналогичное (62):

$$\gamma_x = \frac{b}{Bl}(\zeta_l - \zeta_0) \ . \tag{162}$$

Подставляя (162) в (161) и применяя условие (61), мы, в отличие от (63), будем иметь

$$-\gamma_y(y) = \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)_y = \frac{b^2}{B^2 l}(\zeta_0 - \zeta_l) - \frac{c}{BL}\int_0^L T_x(x, y)\, dx \ . \tag{163}$$

Так как

$$\int_0^L T_x(x, y)\, dx = f(y) \ , \tag{164}$$

то после интегрирования (163) мы вместо (64) получим

$$\zeta(y) = \frac{b^2}{B^2 l}(\zeta_0 - \zeta_l)y - \frac{c}{BL}\int f(y)\, dy + \zeta_0 . \tag{165}$$

Применяя к (164) условие (65), получим связь между $(\zeta_0 - \zeta_l)$ и ζ_0 в виде

$$\zeta_l - \zeta_0 = \frac{2B^2}{b^2}\zeta_0 - \frac{2cB}{b^2}\frac{1}{Ll}\int_0^l dy \int f(y)\, dy \ .$$

Вспоминая (164), легко показать, что

$$\int_0^l dy \int f(y)\, dy = \int_0^L\int_0^l \left[\int T_x(x, y)\, dy\right] dx\, dy .$$

Обозначая

$$\int T_x(x, y)\, dy = F(x, y) , \tag{166}$$

$$\frac{1}{Ll}\int_0^L\int_0^l F(x, y)\, dx\, dy = \overline{F(x, y)} \ , \tag{167}$$

где $\overline{F(x,y)}$ означает осредненную по пространству x, y функцию $F(x,y)$, мы перепишем предыдущее соотношение в виде

$$\zeta_l - \zeta_0 = \frac{2B^2}{b^2}\zeta_0 - \frac{2cB}{b^2}\overline{F(x,y)}\,. \tag{168}$$

После подстановки (168) в выражения (162), (163) и (165) получим

$$\gamma_x = \frac{2}{bl}\left[B\zeta_0 - c\,\overline{F(x,y)}\right], \tag{169}$$

$$\gamma_y = \frac{2\zeta_0}{l} - \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\,\overline{F(x,y)} - \frac{1}{L}f(y)\right], \tag{170}$$

$$\zeta(y) = \frac{2\zeta_0}{l}\left(\frac{l}{2} - y\right) + \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\,\overline{F(x,y)} - \frac{1}{L}\int f(y)\,dy\right]. \tag{171}$$

Постоянную ζ_0 мы определим здесь из соображений, совершенно аналогичных соображениям в разделе 4, с той лишь разницей, что вместо величины $\overline{T_x(y)}$, осредненной в поперечном ветру направлении y, мы введем здесь среднее значение $\overline{T_x(x,y)}$, осредненное по пространству x, y, т. е.

$$\overline{T_x(x,y)} = \frac{1}{Ll}\int_0^L\int_0^l T_x(x,y)\,dx\,dy\,. \tag{172}$$

В результате окажется, что

$$\zeta_0 = \frac{Blc\,\overline{T_x(x,y)}}{2(B^2+b^2)}, \tag{173}$$

$$\gamma_x = \frac{c}{b}\left[\frac{B^2}{B^2+b^2}\,\overline{T_x(x,y)} - \frac{2}{l}\,\overline{F(x,y)}\right], \tag{174}$$

$$\gamma_y = \frac{cB\,\overline{T_x(x,y)}}{B^2+b^2} - \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\,\overline{F(x,y)} - \frac{1}{L}f(y)\right]. \tag{175}$$

$$\zeta(y) = \frac{cB\,\overline{T_x(x,y)}}{B^2+b^2}\left(\frac{l}{2} - y\right) + \frac{c}{B}\left[\frac{2}{l}\,\overline{F(x,y)} - \frac{1}{L}I(y)\right], \tag{176}$$

где

$$I(y) = \int f(y)\,dy\,. \tag{177}$$

Таковы соотношения, определяющие искомую приближенно цилиндрическую форму поверхности океана и связанные с ней компоненты геострофической циркуляции в случае продольно-поперечной неравномерности зональной составляющей пассатов. Результирующая циркуляция на поверхности океана получается, как и ранее, путем сложения соответственных компонент геострофического и чисто дрейфового течений.

14. ПРИЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ К ОБЪЯСНЕНИЮ ПРЕРЫВНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНОВ

Основываясь на полученных в предыдущем разделе результатах, покажем здесь, что продольно-поперечная неравномерность зональной составляющей пассатов в экваториальной области океана может являться действительной причиной прерывного распространения противотечения на его поверхности. Так как детали неравномерности пассатов неизвестны, то для нашей цели совершенно достаточно схематически характеризовать поперечно-продольную неравномерность зонального ветра следующим простым законом:

$$T_x(x, y) = -\frac{T_0}{2}\left[2 - e^{-\frac{mx}{L}}\left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right], \qquad (178)$$

отражающим главные черты предполагаемого характера продольно-поперечной неравномерности ветра. В формуле (178) T_0 и x означают абсолютные значения тангенциального давления ветра и горизонтальных расстояний, отсчитываемых в отрицательном направлении от начального, поперечного ветру, сечения области. Согласно (178), на восточном крае области, т. е. при $x = 0$, поперечная неравномерность ветра характеризуется формулой, аналогичной (85):

$$T_x(0, y) = -\frac{T_0}{2}\left(1 + \cos\frac{2\pi y}{l}\right).$$

Таким образом, на восточном подветренном крае области предполагается существование штилевой зоны, т. е. бесконечно большой поперечной неравномерности зонального ветра $\left(\frac{W_{\max}}{W_{\min}} = \infty\right)$. Как видно из формулы (178), по мере удаления на запад с возрастанием x поперечная неравномерность ветра уменьшается (штилевая зона исчезает совсем) и при достаточно больших x (если m велико) может господствовать равномерное поле ветра с тангенциальным давлением на поверхности океана:

$$T_0 = \text{const}.$$

Какова же картина горизонтальной циркуляции, возбуждаемой столь правдоподобной неравномерностью ветрового поля?

Простые вычисления показывают, что средняя по пространству x, y величина тангенциального давления ветра, соответственно (178) и (172), равна

$$\overline{T_x(x, y)} = -\frac{T_0}{2Ll}\int_0^L\int_0^l\left[2 - e^{-\frac{mx}{L}}\left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right]dx\,dy =$$

$$= -T_0\left(1 + \frac{e^{-m} - 1}{2m}\right).$$

Кроме того, согласно (178) и (164),

$$\frac{1}{L} f(y) = -\frac{T_0}{2L}\int_0^L \left[2 - e^{-\frac{mx}{L}}\left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right] dx =$$

$$= -T_0\left[1 + \left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\frac{e^{-m} - 1}{2m}\right].$$

Далее, на основании (178), (166), (167)

$$F(x,y) = -\frac{T_0}{2}\int\left[2 - e^{-\frac{mx}{L}}\left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right] dy =$$

$$= -\frac{T_0}{2}\left[\left(2 - e^{-\frac{mx}{L}}\right) y + \frac{le^{-\frac{mx}{L}}}{2\pi}\sin\frac{2\pi y}{l}\right],$$

$$\overline{F(x,y)} = -\frac{T_0}{2Ll}\int_0^l\int_0^L\left[\left(2 - e^{-\frac{mx}{L}}\right)y + \frac{le^{-\frac{mx}{L}}}{2\pi}\sin\frac{2\pi y}{l}\right]dx\,dy =$$

$$= -\frac{T_0 l}{2}\left(1 + \frac{e^{-m} - 1}{2m}\right).$$

Подставляя эти результаты в формулы (174) и (175), мы после несложных преобразований сможем написать выражение для компонент u_G и v_G геострофической циркуляции в виде

$$u_G = -\frac{kcT_0}{B}\left[\frac{1 + \frac{e^{-m} - 1}{2m}}{1 + \left(\frac{b}{B}\right)^2} + \frac{1 - e^{-m}}{2m}\cos\frac{2\pi y}{l}\right], \tag{179}$$

$$v_G = -\frac{kcbT_0}{B^2 + b^2}\left(1 + \frac{e^{-m} - 1}{2m}\right). \tag{180}$$

В свою очередь, легко записать выражения для компонент чисто дрейфового течения на поверхности океана (для северного полушария):

$$u_{0,W} = \frac{kcT_x(x,y)}{2B} = -\frac{kcT_0}{4B}\left[2 - e^{-\frac{mx}{L}}\left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right], \tag{181}$$

$$v_{0,W} = -\frac{kcT_x(x,y)}{2B} = \frac{kcT_0}{4B}\left[2 - e^{-\frac{mx}{L}}\left(1 - \cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right]. \tag{182}$$

Складывая (179) и (181), (180) и (182) получим следующие формулы для компонент $u_{0,R}$, $v_{0,R}$ результирующей циркуляции на поверхности океана:

$$u_{0,R} = -\frac{kcT_0}{2B}\left[\frac{2+\frac{e^{-m}-1}{m}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}+1+\frac{1-e^{-m}}{m}\cos\frac{2\pi y}{l}-\right.$$

$$\left.-\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}\left(1-\cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right], \qquad (183)$$

$$v_{0,R} = \frac{kcT_0}{2B}\left[\frac{(B-b)^2}{B^2+b^2}-\frac{Bb}{B^2+b^2}\left(\frac{e^{-m}-1}{m}\right)-\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}\left(1-\cos\frac{2\pi y}{l}\right)\right]. \qquad (184)$$

Положение границ фактического противотечения на поверхности океана в любом заданном поперечном ветру сечении рассматриваемой области мы, очевидно, найдем, решая относительно y уравнение

$$u_{0,R}(x,y)=0,$$

что для нашего случая равносильно решению относительно y уравнения

$$\frac{2+\frac{e^{-m}-1}{m}}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}+1+\frac{1-e^{-m}}{m}\cos\frac{2\pi y}{l}-\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}\left(1-\cos\frac{2\pi y}{l}\right)=0.$$

Написанное уравнение преобразуем к виду

$$\cos\frac{2\pi y}{l} = -\frac{1+q\left(1+\frac{e^{-m}-1}{m}\right)-\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}}{\frac{1-e^{-m}}{m}+\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}}, \qquad (185)$$

где

$$q=\frac{2}{1+\left(\frac{b}{B}\right)^2}=\frac{1}{2\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2-2\frac{\pi h}{D}+1},$$

и исследуем его решения в зависимости от значений m и x. Посмотрим сначала, к какому пределу стремится правая часть (185) при $m\to 0$. Для этого раскроем неопределенность вида $\frac{0}{0}$, которую принимает член $\frac{1-e^{-m}}{m}$ при $m\to 0$.

По обычным правилам раскрытия неопределенностей имеем

$$\lim\left(\frac{1-e^{-m}}{m}\right)_{m\to 0}=\lim\left(e^{-m}\right)_{m\to 0}=1.$$

Следовательно, в пределе при $m=0$ (185) принимает вид

$$\cos\frac{2\pi y}{l}=-\frac{q+1}{3},$$

или в случае $\frac{h}{D}=3$, когда $q \cong \frac{1}{145} \cong 0{,}01$, с достаточной точностью

$$\cos\frac{2\pi y}{l}=-\frac{1}{3},$$

что аналогично полученному ранее уравнению границ фактического противотечения при изменении T в соответствии с законом (85). Когда $m \to \infty$, т. е. когда

$$\lim\left(\frac{1-e^{-m}}{m}\right)_{m\to\infty}=\lim\left(e^{-m}\right)_{m\to\infty}=0,$$

уравнение (185) не имеет решений, так как оно принимает вид

$$\cos\frac{2\pi y}{l}=-\frac{1+q}{0}=-\infty.$$

Таким образом, при малых m и $\frac{x}{L}$ уравнение (185) имеет два решения и вовсе не имеет их при достаточно больших m и $\frac{x}{L}$. Существование двух значений y, удовлетворяющих (185), очевидно, означает, что на поверхности океана имеет место противотечение и, напротив, оно отсутствует, когда (185) не имеет решений. Единственное решение (185), отвечающее при заданном m определенному значению $\frac{x'}{L}$, показывает, что на расстоянии $\frac{x'}{L}$ от начального сечения противотечение исчезает с поверхности океана, продолжая существовать в виде глубинного противотечения. Так, в случае $m=2$ решения (185) дают следующие значения $\frac{y}{l}$ в зависимости от $\frac{x}{L}$:

$\frac{x}{L}$ . . .	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\frac{y_1}{l}$ . . .	0,35	0,37	0,42	—	—	—	—	—	—	—	—
$\frac{y_2}{l}$ . . .	0,65	0,63	0,58	—	—	—	—	—	—	—	—

Как видим, в этом случае противотечение исчезает с поверхности на очень небольшом расстоянии от начального сечения. Дополнительные вычисления дают для критического значения $\frac{x}{L}$ величину $\frac{x}{L}=0{,}27$.

Исследуем теперь уравнение

$$v_{0,R}(x,y)=0,$$

решения которого в зависимости от x определяют, очевидно, смену знака меридиональной составляющей фактического противотечения на поверхности океана, иначе говоря, положение $\left(\text{в данном сечении } \frac{x}{L}\right)$

линий конвергенции и дивергенции в области противотечения. Имея в виду (184), исследуемое уравнение запишем так:

$$\cos\frac{2\pi y}{l} = 1 - \frac{2\left[\frac{(B-b)^2}{B^2+b^2} - \frac{Bb}{B^2+b^2}\left(\frac{e^{-m}-1}{m}\right)\right]}{e^{-\frac{mx}{L}}}, \qquad (186)$$

или после небольших преобразований

$$\cos\frac{2\pi y}{l} = 1 - 2e^{\frac{mx}{L}}P, \qquad (186')$$

где

$$P = \frac{\left(\frac{\pi h}{D}-1\right)^2}{\left(\frac{\pi h}{D}-1\right)^2+\frac{\pi h}{D}-\frac{1}{2}} - \frac{\frac{\pi h}{D}-\frac{1}{2}}{2\left(\frac{\pi h}{D}\right)^2-2\frac{\pi h}{D}+1}\left(\frac{e^{-m}-1}{m}\right). \qquad (187)$$

В зависимости от значений m и $\frac{x}{L}$ уравнение (186′), так же как и (185), может иметь либо два решения, либо одно решение, или вовсе не иметь решений. Последнее означает, что линии дивергенции и конвергенции линий тока внутри противотечения (см. раздел 6) исчезает с поверхности океана. Сопоставление уравнений (186′) и (185) позволяет нам притти к выводу, что возможность существования линий дивергенции и конвергенции внутри противотечения на поверхности океана значительно более ограничена сравнительно с возможностью существования противотечения на поверхности океана. В самом деле, с увеличением $\frac{x}{L}$ (при заданном m) правая часть в (186′) растет и становится больше единицы гораздо быстрее, нежели правая часть в уравнении (185).

Простые вычисления показывают, что в случае $m=2$ и $\frac{h}{D}=3$ положение линий дивергенции и конвергенции определяются следующими значениями y, являющимися решениями уравнения (186′):

$\frac{x}{l}$	. . 0	0,05
$\frac{y_1}{l}$	. . 0,40	—
$\frac{y_2}{l}$	. . 0,60	—

Таким образом, при $m=2$ линии дивергенции и конвергенции необычайно быстро исчезают с поверхности океана.

Значение $\frac{x}{L}$, которому отвечает единственное значение y при заданном m, удовлетворяющее уравнению (186′), определяет положение поперечного ветру сечения области, где линии конвергенции и дивергенции, ограничивающие „ядро“ противотечения (см. раздел 6), исчезают с поверхности океана. В данном примере исчезновение названных линий, а вместе с ними и ядра противотечения приурочено к поперечному сечению $x=0{,}05\ L$, т. е. дивергенция и конвергенция линий тока существует практически лишь в начальном сечении области, где попереч-

ная неравномерность ветра, если оценивать ее отношением $\frac{W_{max}}{W_{min}}$, бесконечно велика (наличие штиля). Здесь, естественно, возникает вопрос, не является ли область вырождения ядра противотечения критической точкой спектра линий тока противотечения, где линии тока пересекаются?

Существование такой критической точки, определяется возможностью одновременного обращения в нуль компонент $u_{0,R}$ и $v_{0,R}$, что на основании (185) и (186′) равносильно существованию решений уравнения

$$1-2e^{\frac{mx}{L}}P=\frac{1-\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}}{\frac{1-e^{-m}}{m}+\frac{e^{-\frac{mx}{L}}}{2}},$$

или

$$e^{\frac{mx}{L}}=\frac{1+\frac{1-e^{-m}}{m}-P}{2P\left(\frac{1-e^{-m}}{m}\right)}.$$

При этом мы пренебрегаем малой величиной $q\left(1+\frac{e^{-m}-1}{2m}\right)$.

Легко показать, что это уравнение не имеет решений в действительной области, так как правая его часть всегда меньше единицы, в то время как $e^{\frac{mx}{L}}\geqslant 1$. Следовательно, область вырождения ядра противотечения, т. е. исчезновения линий конвергенции и дивергенции внутри противотечения, не может являться критической точкой поля линий тока. Систему линий тока результирующей циркуляции на поверхности океана в пределах рассматриваемой области легко построить, опираясь на выражения (183) и (184). Построение спектра линий тока проще всего осуществить графически, вычисляя из отношения

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{dy}{dx}=\frac{v_{0,R}}{u_{0,R}}$$

угол α наклона касательной к элементу линий тока в данной точке (причем положительный счет углов производится, как обычно, против часовой стрелки) и изображая на чертеже направления касательных посредством маленьких отрезков. Проводя затем плавные кривые, касающиеся указанных штрихов, мы построим искомую систему линий тока.

Вычисленные значения углов α для случая $m=2$, $\frac{h}{D}=3$ приведены в табл. 9.

Так как значения α симметрично распределяются относительно центральной линии $\frac{y}{l}=0{,}5$ рассматриваемой области, то на этом основа-

нии значения α для $0{,}5 \leqslant \frac{y}{l} \leqslant 1$ не приводятся. В свою очередь, построенная по данным табл. 9 схема линий тока результирующей циркуляции на поверхности океана изображена на рис. 47. В верхней части

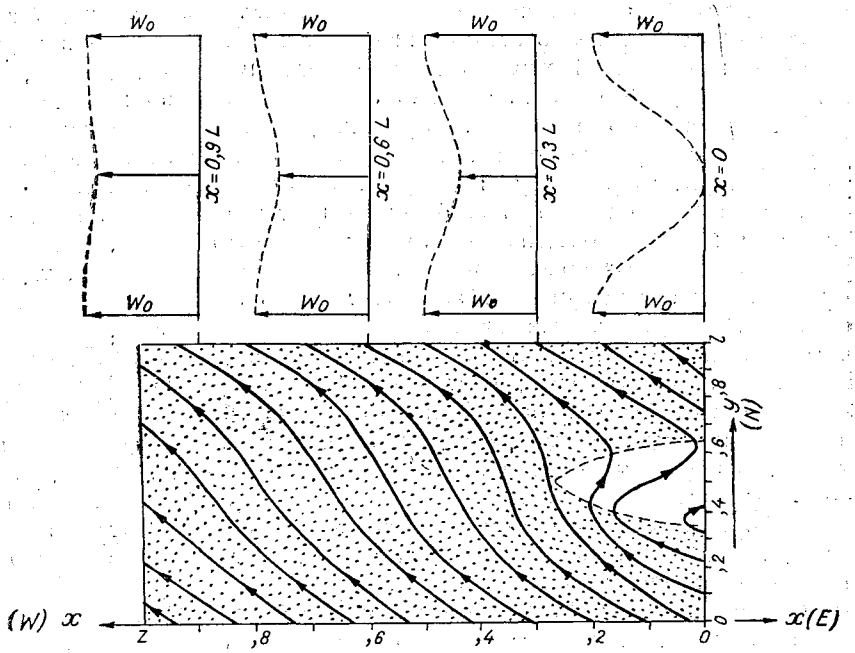


Рис. 47. Теоретическая схема линий тока на поверхности океана, соответствующая продольно-поперечной неравномерности ветра, указанной (в плане) для отдельных поперечных сечений области вверху рисунка (затухание поперечной неравномерности ветра по его направлению).

Таблица 9

$\frac{y}{l}$ \ $\frac{x}{L}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
0	147°36′	147°00′	144°24′	130°00′	2°04′	349°38′
0,1	147 36	146 48	143 39	131 36	63 51	21 00
0,2	147 36	146 12	143 03	132 18	99 04	68 26
0,3	147 36	146 32	142 42	132 46	110 56	93 55
0,4	147 36	146 27	142 48	133 00	116 06	104 54
0,5	147 36	146 18	142 12	133 10	119 02	110 36
0,6	147 36	146 18	141 58	133 17	120 49	113 58
0,7	147 36	146 15	140 24	133 20	122 00	116 06
0,8	147 36	146 10	141 44	133 23	122 53	117 30
0,9	147 36	146 10	141 42	133 22	123 29	118 35
1,0	147 36	146 10	141 35	133 30	123 58	119 24

рис. 47 показано (в плане) распределение скорости ветра W в четырех указанных на рисунке поперечных сечениях области, причем скорость ветра вычислялась путем извлечения квадратного корня из значений T, определяемых формулой (178) в случае $m = 2$. Как видим, ветровое поле, определяющее систему линий тока на рис. 47, характеризуется резким затуханием поперечной неравномерности. На рис. 47 заметна небольшая клинообразная область противотечения, расширяющаяся в сторону увеличения поперечной неравномерности ветра и исчезающая там, где поперечная неравномерность ветра становится достаточно малой.

Начиная с этого критического рубежа, противотечение существует уже в виде глубинного потока, а на поверхности течение всюду имеет составляющую, направленную по ветру. Линии тока в этой части области отличаются весьма характерной особенностью, а именно: по мере приближения к центру области линии тока искривляются вправо, причем это искривление постепенно сглаживается в западном направлении, т. е. по ветру (всюду неизменного направления!). Столь любопытное искривление линий тока фактической циркуляции на поверхности океана, являющееся в данном случае следствием оставшегося позади противотечения, напоминает аналогичное явление, обусловленное, как известно [9] [25], влиянием рельефа дна (линии тока искривляются вправо, если в северном полушарии течение проходит над повышающимся дном), хотя, разумеется, этот эффект здесь не имеет места. Не следует, поэтому, делать поспешных выводов о причинах наблюдаемого искривления линий тока поверхностных течений, если мы не осведомлены о режиме потока в целом; как показывает теория, такое искривление может быть обусловлено совершенно различными обстоятельствами.

Сравнивая построенную ранее схему линий тока (рис. 37) для случая постоянной, бесконечно большой (в указанном выше смысле) поперечной неравномерности ветра с построенным здесь спектром течения (рис. 47) при быстром затухании поперечной неравномерности ветра, нельзя не заметить существенного различия между ними. Ядро противотечения, ограниченное в случае линии штиля параллельными линиями дивергенции и конвергенции линий тока, простиравшимися в зональном направлении, в последнем случае (затухания неравномерности ветра) совершенно выродилось и практически существует лишь в начальном сечении области, где имеется штилевая точка. Уже на этом примере можно убедиться, сколь существенно меняется картина циркуляции на поверхности океана при затухании поперечной неравномерности нагонного ветра.

Для наглядности на рис. 48 изображена в перспективе пространственная схема циркуляции, соответствующая только что разобранному случаю. На этой схеме видны контуры (прерывистые с точками) седлообразной поверхности, ограничивающей зональные компоненты течения различных знаков (W — по ветру, E — против ветра). В некоторой области эта поверхность пересекает цилиндрическую поверхность океана, что в плане дает указанные ранее на рис. 47 контуры противотечения.

Посмотрим, как изменится картина фактической циркуляции на поверхности океана, если затухание поперечной неравномерности ветра происходит более медленными темпами, нежели в предыдущем примере, а именно в случае, когда $m = 1$.

Решения уравнения (185) дают следующие значения y для границ противотечения на поверхности океана при $m = 1$:

$\frac{x}{L}$ . . .	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$\frac{y_1}{l}$ . . .	0,32	0,33	0,35	0,37	0,41	0,49
$\frac{y_2}{l}$ . . .	0,68	0,67	0,65	0,63	0,60	0,51

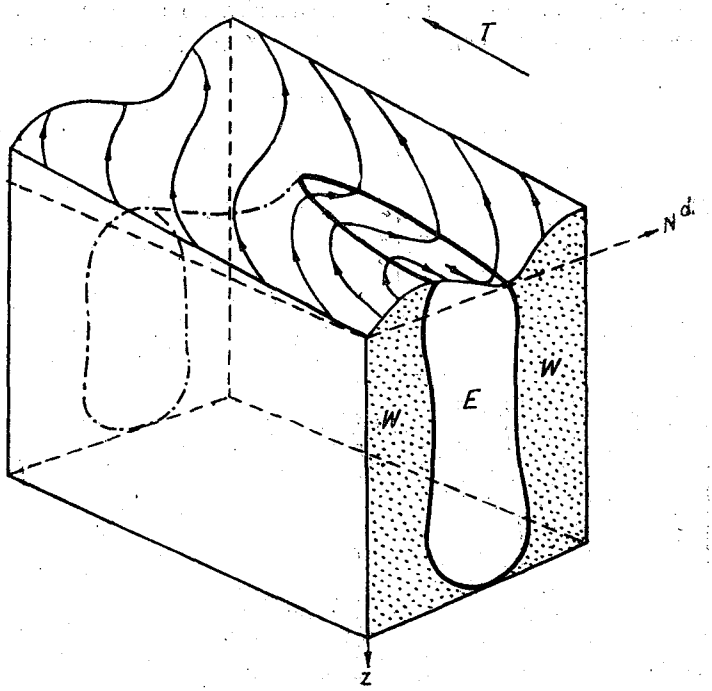


Рис. 48. Теоретическая пространственная модель поверхности океана и поверхности раздела между течениями, направленными по ветру (W) и против ветра (E) в случае затухания поперечной неравномерности ветра по его направлению, указанному стрелкой T.

Как видим, в отличие от предыдущего примера, противотечение имеет место на всем зональном протяжении области, постепенно суживаясь к западному ее концу. Что же касается линий конвергенции и дивергенции линий тока внутри противотечения, ограничивающих его ядро, то, согласно уравнению (186′), мы получим следующие значения y, определяющие смену знака меридиональной компоненты течения $v_{0,R}$ при $m = 1$:

$\frac{x}{L}$ . . .	0	0,1
$\frac{y_1}{l}$ . . .	0,42	0,5
$\frac{y_2}{l}$ . . .	0,42	—

Итак, в поперечных сечениях $\frac{x}{L} > 0{,}5$ линии дивергенции и конвергенции течения отсутствуют. Схема линий тока, соответствующая случаю $m = 1$, изображена на рис. 49.

Сопоставление рис. 48 и 49 наглядно иллюстрирует сделанный выше вывод о том, что возможность существования линий конвергенции и дивергенции внутри противотечения значительно более ограничена по сравнению с возможностью существования самого противотечения на поверхности океана. В самом деле, сравнительно небольшое уменьшение затухания поперечной неравномерности ветра уже резко сказалось на

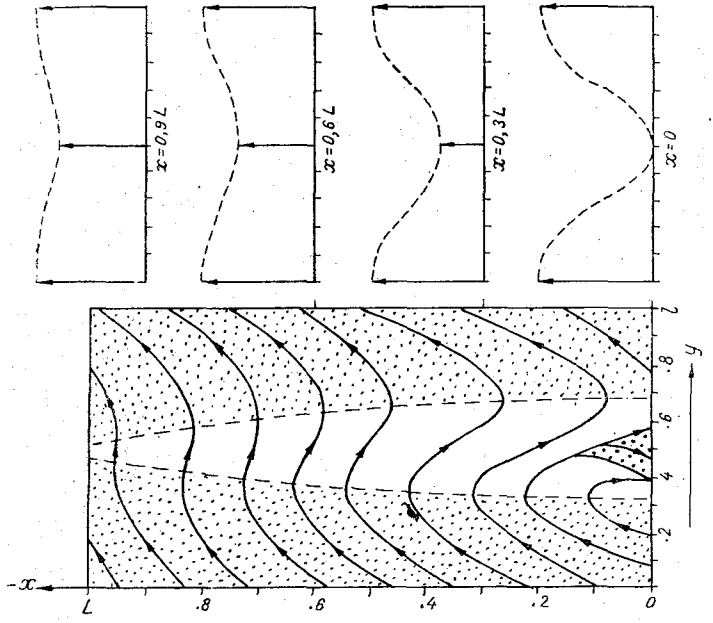


Рис. 49. Теоретическая схема линий тока на поверхности океана, соответствующая более слабому затуханию поперечной неравномерности ветра по его направлению, нежели на схеме рис. 47.

увеличении области противотечения, которое в случае $m = 1$ распространяется на всем зональном протяжении области нагона, тогда как в случае $m = 2$ противотечение в виде маленького клина было прижато к восточному краю области. Линии же конвергенции и дивергенции внутри противотечения на поверхности океана и связанные с ними нисходящие и восходящие токи воды могут существовать лишь в области с очень большой поперечной неравномерностью ветра, т. е. практически при наличии полосы штиля. Схема линий тока на рис. 50 служит более отчетливой иллюстрацией образования линий конвергенции и дивергенции, ограничивающих ядро противотечения в области, где поперечная неравномерность ветра еще очень велика.

Из изложенного явствует, что, в зависимости от характера неравномерности скоростного поля пассатов, противотечение на поверхности

океанов может распространяться то в виде широкого, то в виде узкого потока, исчезать совсем и вновь появляться на поверхности океана там, где поперечная неравномерность пассатов достаточно велика. Полученные результаты служат убедительным доказательством того, что наблюдаемые факты исчезновения противотечения (т. е. прерывный характер распространения этого потока) могут являться следствием нагонного эффекта зональной составляющей пассатов, обладающей в действительности продольно-поперечной неравномерностью. При этом важно подчеркнуть, что положение границ области нагона может оставаться неизменным.

Заметим также, что с помощью нашей теории мы объяснили не только большое число фактов, относящихся к экваториальным противотечениям в океанах, но и предсказали новые, до сих пор не наблюдавшиеся явления. К этим явлениям, предсказываемым теорией, следует, в первую очередь, отнести возможность существования противотечения

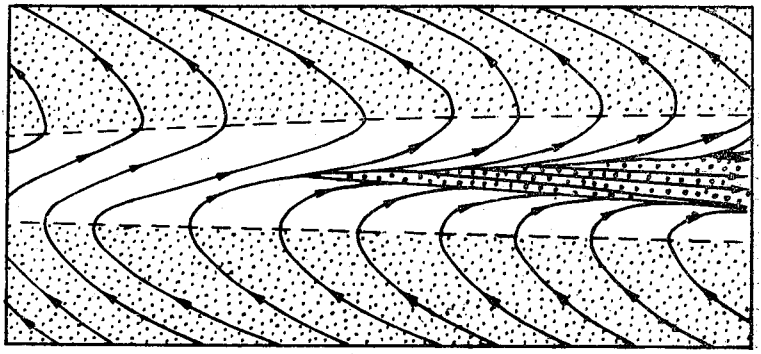


Рис. 50. Детали линий тока в области зарождения ядра противотечения в случае очень слабого затухания поперечной неравномерности ветра по его направлению.

в виде глубинного потока, а также резкое искривление по часовой стрелке линий тока экваториальных течений там, где они сливаются вместе, оставляя позади погрузившееся на глубину экваториальное противотечение. Кроме того, мы можем утверждать, что линии конвергенции и дивергенции внутри противотечения и связанная с ними вертикальная циркуляция представляют собой весьма лабильные образования, исчезающие с поверхности океана вместе с исчезновением полосы штиля, в то время как само экваториальное противотечение представляет собой значительно более устойчивый поток, могущий быть направленным против ветра весьма небольшой поперечной неравномерности. Понятно поэтому, что устойчивые отрицательные аномалии температуры воды на поверхности океанов могут наблюдаться лишь на экваторе, являющемся устойчивой областью дивергенции течений (до той поры, пока существуют пассаты), тогда как мало устойчивая область дивергенции в области самого противотечения не может обусловить устойчивые температурные аномалии воды (что вполне согласуется с наблюдениями). Развивая эти выводы, можно добавить, что повышенная биологическая

продуктивность на поверхности океанов, связанная с восходящими токами воды у северной границы ядра противотечения (линия дивергенции), также не может носить устойчивый характер, практически существуя лишь при наличии штилевой зоны.

Не следует, однако, думать, что продольной неравномерности зональной составляющей пассатов принадлежит столь же важная роль в зарождении противотечения, как и поперечной ее неравномерности. Основной причиной возникновения противотечения в целом является, как показывает теория, поперечная неравномерность зонального, нагонного ветра. Продольная его неравномерность может менять лишь характер существования противотечения (на глубине или на поверхности) и очертания его границ на поверхности океанов.

15. ПРИЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ К ОБЪЯСНЕНИЮ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ МЕРИДИОНАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ ТИХОГО ОКЕАНА

С помощью изложенной здесь теории можно объяснить и некоторые замечательные особенности, которыми обладает кривая меридионального профиля поверхности Тихого океана в экваториальной его части, изображенная на рис. 51. При внимательном рассмотрении этой кривой

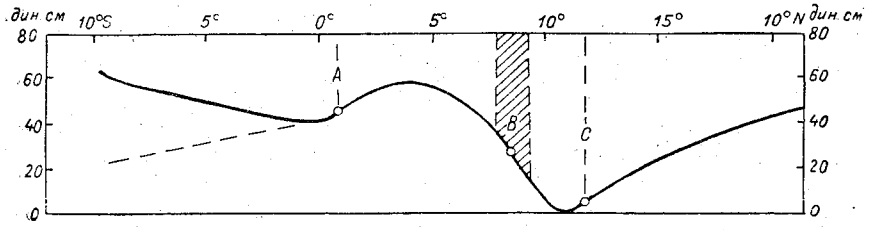


Рис. 51. Меридиональный профиль поверхности Тихого океана (140° W) по данным экспедиции на „Карнеги" с указанием положения на нем точек перегиба A и C и области перегиба B (см. текст).

легко подметить на ней точки перегиба, положение которых указано на рис. 51 прерывистыми вертикалями A, B и C. Важно при этом заметить, что положение точки перегиба B несколько неопределенно, ибо в окрестности точки B уровень океана изменяется линейно, и мы имеем, строго говоря, не точку, а область перегиба B, указанную на рис. 51 штрихами. Указанные особенности не привлекали до сих пор внимание исследователей, все усилия которых были направлены на объяснение причин возникновения экваториального противотечения. Отмеченные особенности не нашли отражения и на нашей теоретической схеме профиля поверхности океана в области противотечения, изображенной на рис. 31. Причина этого заключается в том, что указанные точки перегиба, как будет показано ниже, связаны с особенностями поперечной неравномерности скорости пассатов, не учтенными в формуле (185), описывающей лишь главные черты неравномерности пассатов. Так как детали поперечной неравномерности пассатов вблизи экватора, вообще говоря, неизвестны, то весьма заманчиво

установить их по отмеченным выше особенностям профиля поверхности океана.

Вспомним для этой цели полученное ранее уравнение (81) профиля поверхности океана в поперечном ветру направлении меридиана (y).

Для нахождения точек перегиба кривой ζ (y) необходимо дважды продифференцировать по y выражение (81) и приравнять результат нулю. В итоге получим

$$\frac{d^2\zeta}{dy^2} = \frac{c}{B}\frac{dT_x}{dy} = 0,$$

откуда следует, что точки перегиба меридионального профиля океана совпадают с экстремными значениями тангенциального давления пассатов, иными словами с экстремными значениями их скорости (если принять обычный квадратичный закон трения).

Очевидно, что экстремум T, соответствующий области перегиба B, есть не что иное, как штилевая область. Следовательно, точки перегиба профиля океана A и C должны соответствовать максимумам T (скорости ветра).

Расшифровав таким образом физический смысл подмеченных нами особенностей, мы нашли косвенным путем и географическое положение штилевой зоны. Как видно из рис. 51, область B находится между широтами 7,9—9,3° N, что хорошо согласуется с известным средним положением штилевой зоны в Тихом океане между широтами 7—10° N. Помимо этого, теория указывает на существование двух максимумов скорости ветра на широте $\varphi_1 \cong 1°$ N (точка A) и $\varphi_2 \cong 12°$ N (точка C).

В свою очередь, можно предложить два варианта объяснения причины предсказываемых теорией максимумов скорости ветра по краям штилевой зоны. Первый из них сводится к тому, что по бокам от термического экватора, сдвинутого к северу от географического экватора и совпадающего в Тихом океане с штилевой зоной, скорость ветра может возрастать вследствие увеличенных градиентов температуры и вместе с ними градиентов атмосферного давления. Хорошо известно, что к северу от штилевой области в океанах на широтах около 30° N располагается область субтропического максимума атмосферного давления, в центре которой скорость ветра, так же как и в штилевой области, очень мала. Следовательно, между штилевой областью и субтропическим максимумом атмосферного давления ветер (пассат) должен обладать максимумом скорости и весьма возможно, что этот максимум ветра расположен близко к северному краю штилевой области. Следует, кроме того, учесть, что границы штилевой зоны являются местом зарождения тропических циклонов, движущихся с большой скоростью на запад, и, естественно, что средние условия в атмосфере над океаном, которые и отражают распределение масс в гидросфере, должны характеризоваться повышенными (в среднем) скоростями восточного ветра по краям штилевой области.

Другой вариант[1] объяснения причины максимумов скорости пассатов сводится к тому, что вектор скорости ветра не всюду обладает строго

[1] Это объяснение предложено В. В. Тимоновым при обсуждении полученных автором результатов.

зональным направлением; по мере удаления от экватора скорость пассатов, как известно, приобретает и меридиональную составляющую. В изложенной же теории, строго говоря, учитывается не полный вектор скорости пассатов, а лишь его зональная составляющая, определяющая нагон водных масс с востока на запад. Имея это в виду, можно предположить, что обнаруженные максимумы относятся, собственно, к зональной составляющей скорости пассатов и являются следствием не возрастания абсолютной скорости пассатов, а одного лишь изменения их направления. С этой точки зрения обнаруженные

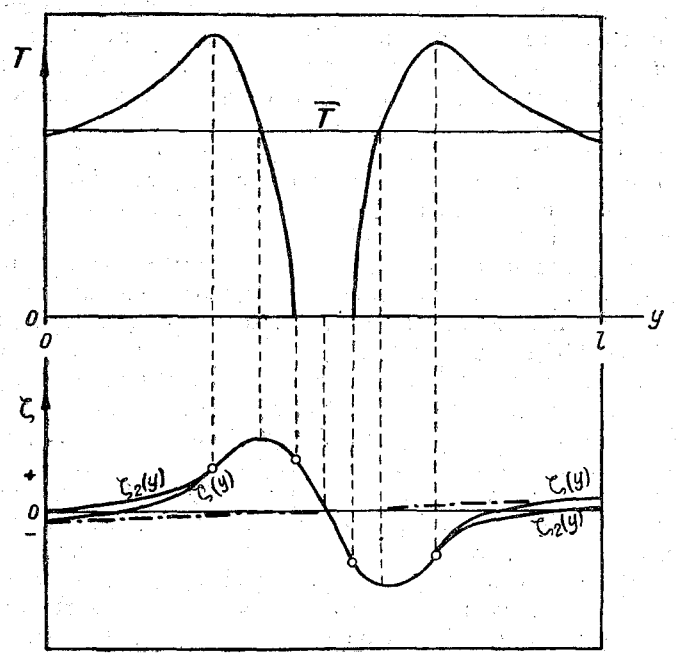


Рис. 52. Теоретически уточненная схема меридиональной неравномерности зональной составляющей тангенциального давления пассатов T в тропической области Тихого океана (вверху) и соответствующий этой неравномерности меридиональный профиль поверхности океана (внизу).

максимумы свидетельствуют лишь о возрастающей „зональности" пассатов по мере приближения к штилевой области, где скорость ветра равна нулю. Затруднительно отдать предпочтение какому-либо одному из приведенных объяснений. Весьма возможно, что оба отмеченные обстоятельства существуют одновременно.

Итак, в итоге нашего анализа, поперечную неравномерность зональной составляющей скорости пассатов в экваториальной области Тихого океана можно характеризовать схематически кривой $T_x(y)$, изображенной в верхней части рис. 52 (для простоты мы принимаем симметричное распределение относительно центра области нагона). Столь правдоподобные результаты служат, с другой стороны, еще одним подтверждением правильности теории.

Для того, чтобы решить обратную задачу, т. е. по кривой, изображенной на рис. 52, восстановить общий ход кривой профиля поверхности океана, в данном случае нет нужды знать аналитическое выражение $T_x(y)$. Для любой функции $T_x(y)$, обладающей симметрией относительно центра рассматриваемой области, можно показать, что функция возмущения (см. раздел 4) $\zeta_2(y)$ определяется лишь одним членом $\zeta_2(y) = \frac{c}{B}\int T_x'(y)\,dy$, где $T_x'(y)$ — отклонения тангенциального давления от среднего значения $\overline{T}$ для данной области. Легко схематически наметить общий ход интегральной кривой $\zeta_2(y)$, что указано в нижней части рис. 52 вместе с линейным изменением уровня, определяемым первым членом в (81).

На рис. 52 указано положение точек перегиба и экстремума интегральной кривой $\zeta_2(y)$ в соответствии с формой данной кривой $T_x(y)$. Как и следовало ожидать, поперечный ветру профиль поверхности океана, восстановленный обратным путем, на основании обнаруженного характера поперечной неравномерности пассатов [кривая $\zeta(y)$ на рис. 52] воспроизводит наблюдаемые (рис. 51) и заинтересовавшие нас особенности меридионального профиля поверхности Тихого океана.

Возвращаясь вновь к рис. 51, сделаем в заключение важную оговорку, что южный максимум тангенциального давления ветра, соответствующий точке перегиба A, может являться ф и к т и в н ы м максимумом скорости ветра.

Дело в том, что некоторая точка перегиба A должна существовать на кривой меридионального профиля поверхности океана независимо от возможного максимума скорости ветра просто потому, что профиль океана на экваторе должен обладать экстремумом (минимум), вследствие перемены знака кориолисовой силы. Понятно, что между двумя экстремумами меридионального профиля поверхности океана, соответствующими экватору и южной границе противотечения, всегда должна существовать точка перегиба, независимо от поперечной неравномерности ветра.

Очевидно, что эту оговорку не пришлось бы делать, если бы вся система течений находилась в одном, например северном, полушарии (как указано прерывистым продолжением кривой профиля поверхности океана на рис. 51).

Так как этого в действительности нет, то мы не можем еще на основании теории сделать окончательного вывода о реальности существования максимума скорости ветра к югу от штилевой зоны, и этот вопрос требует дополнительных исследований.

В заключение настоящего раздела интересно проверить полученные здесь качественные результаты, касающиеся деталей неравномерности пассатов. Это можно сделать, если обратиться к среднемесячным многолетним картам линий тока и распределения скоростей ветра, составленным Вереншельдом [29] для северной половины Тихого океана. На рис. 53 и 54 изображены две из упомянутых карт, относящиеся к октябрю (рис. 53) и ноябрю (рис. 54), именно к тем месяцам, в течение которых были выполнены наблюдения на разрезе, указанном на рис. 51. Пунктирными кривыми на рис. 53 и 54 указаны изолинии скорости ветра в м/сек., а линии со стрелками являются линиями тока. Рассматривая часть ветрового поля на рис. 53 и 54, пересекаемую меридианом

140° W (средняя долгота разреза), нетрудно заметить, что на широте около 10° N располагается в виде полосы область, где ветер обладает

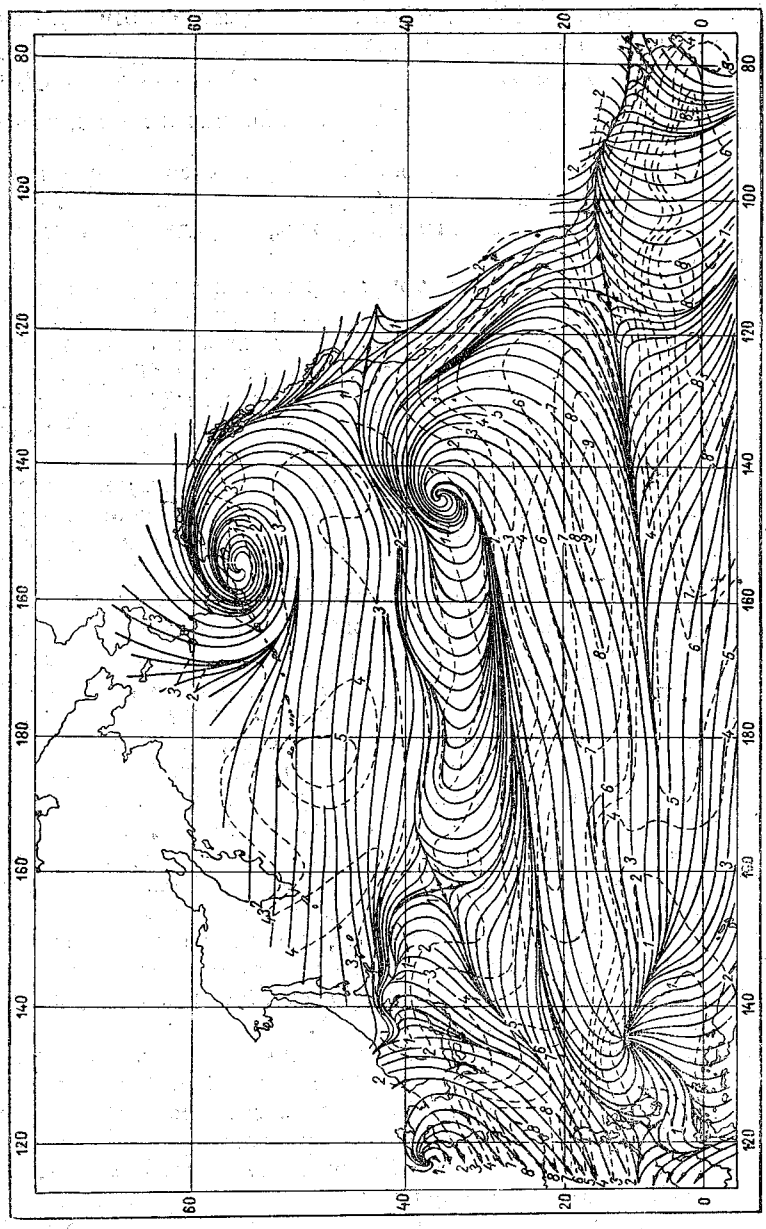


Рис. 53. Линии тока и распределение скоростей ветра (в м/сек.) над северной половиной Тихого океана в октябре (по Вереншельду).

почти зональным направлением (с востока на запад) и где абсолютная скорость ветра минимальная (2—3 м/сек.). Это, очевидно, так называемая штилевая область. На рис. 53 и 54 видно, что с увеличением расстояния (по широте) от штилевой области, восточное направление ветра быстро

меняется на северо-восточное и затем на северное, т. е. ветер с увеличением широты от штилевой области обладает уменьшающейся зональностью. Уже один этот факт при неизменной абсолютной скорости

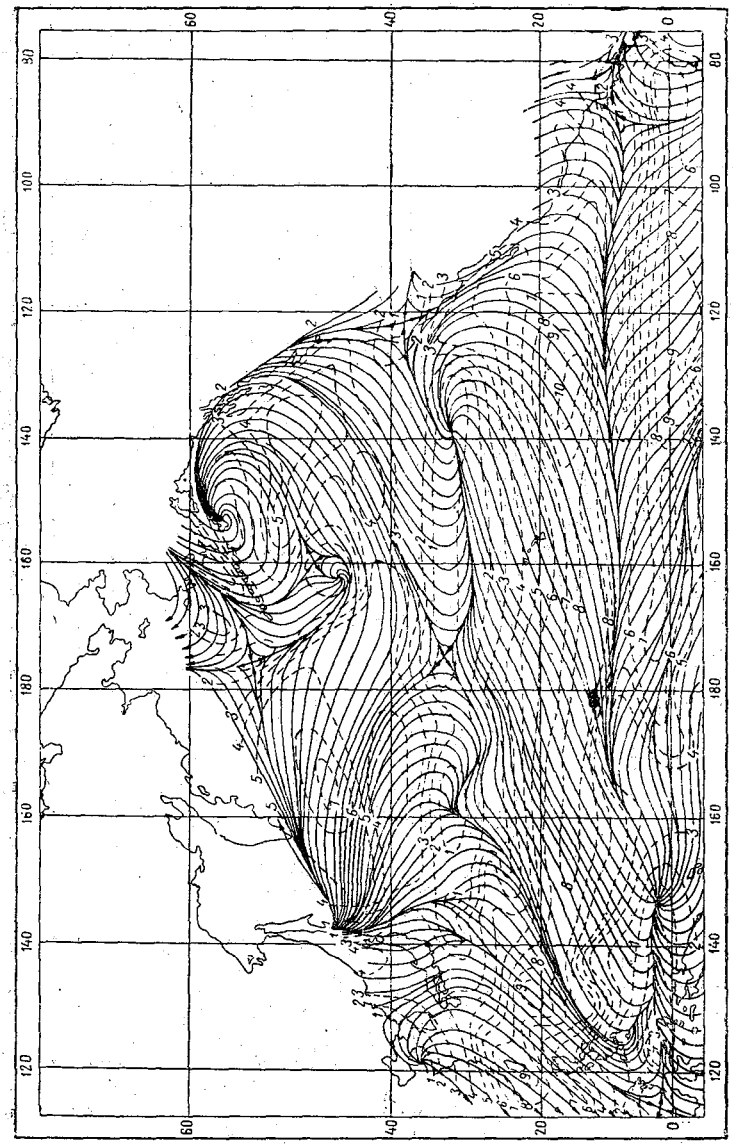


Рис. 54. Линии тока и распределение скоростей ветра (в м/сек.) над северной половиной Тихого океана в ноябре (по Вереншельду)

ветра должен (как указывалось выше) служить причиной максимума зональной компоненты ветра к северу от штилевой области. В то же время на рис. 53 и особенно на рис. 54 отчетливо видно, что с увеличением расстояния (по широте) от штилевой области абсолютная ско-

рость ветра резко возрастает, доходя до 9—11 м/сек., и затем плавно снижается, достигая второго минимума на широте около 30° N. Совер-

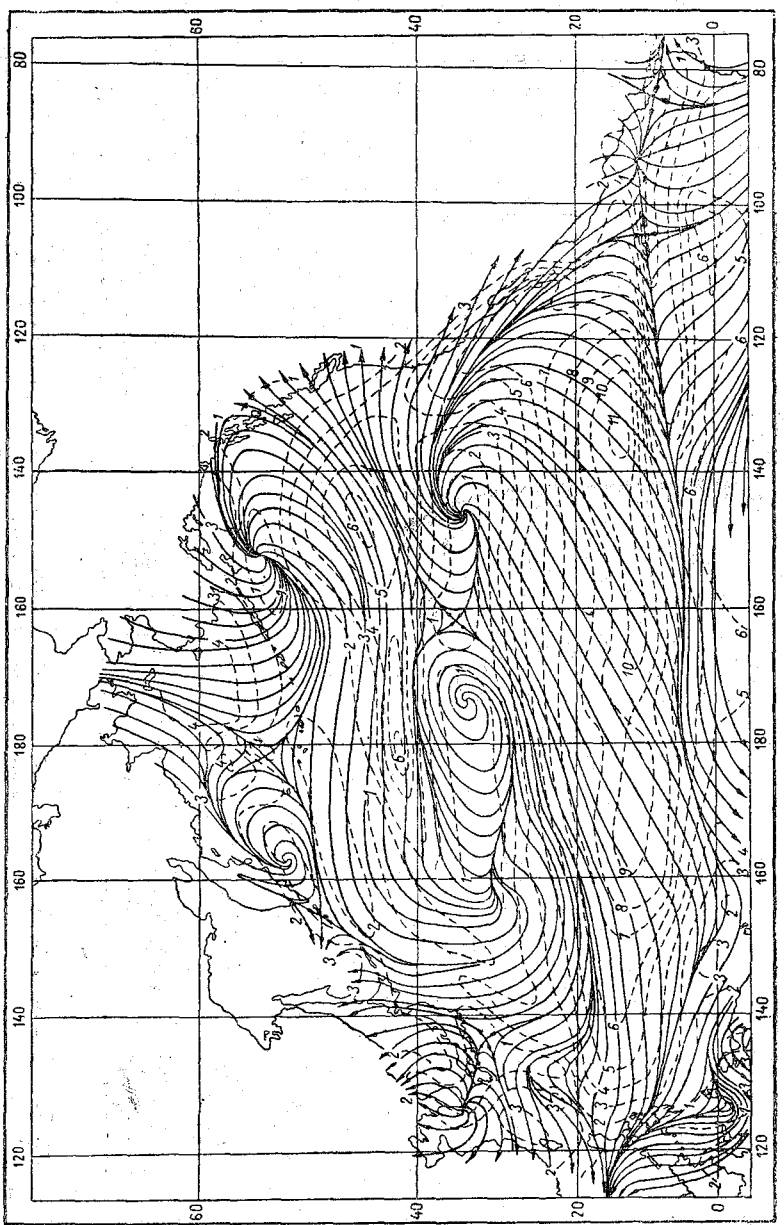


Рис. 55. Линии тока и распределение скоростей ветра (в м/сек.) над северной половиной Тихого океана в мае (по Верншельду).

шенно очевидно, что зональная составляющая скорости ветра к северу от штилевой полосы должна обладать ярко выраженным максимумом

не только потому, что с увеличением широты уменьшается зональность ветра, но также и потому, что абсолютная скорость ветра обладает резко выраженным максимумом, прижатым к северному краю штилевой области. Таким образом, предсказания нашей теории о качественных особенностях зональной составляющей ветра к северу от штилевой области на меридиональном разрезе северной половины Тихого океана оправдываются данными наблюдений. Весьма любопытно, что на рис. 54, относящемуся к ноябрю, заметен второй максимум абсолютной скорости ветра (9 м/сек.), расположенный к югу от штилевой зоны (на экваторе).

Следовательно, есть некоторые основания полагать, что максимум скорости ветра к югу от штилевой области не является фиктивным. Правда, максимум этот выражен значительно слабее северного максимума скорости пассатов и наблюдается лишь в ноябре; в остальные месяцы на картах Вереншельда максимум скорости пассатов к югу от штилевой зоны вовсе не заметен, тогда как северный максимум попрежнему ярко выражен, что видно, например, из рис. 55. Разумеется, что приведенные данные наблюдений еще не достаточны для полного решения вопроса о максимуме скорости пассатов к югу от штилевой зоны — вопроса, попутно затронутого нашей теорией. Вопрос этот может быть решен лишь путем детальных метеорологических исследований.

16. КОСВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПАССАТОВ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА

В предыдущих разделах мы достаточно ясно показали, насколько важно для развития теории экваториальных противотечений детальное изучение поперечной неравномерности пассатов, особенно вблизи термического экватора.

Представляет поэтому интерес дополнить изложенные в разделе 15 качественные результаты и попытаться вычислить косвенным путем поперечное изменение скоростей пассатов, используя для этой цели океанографические измерения. Естественно, что в основу подобных расчетов должны быть положены формулы, учитывающие не только неоднородность воды океана, но и эффект „бокового“ турбулентного трения, играющий важную роль в динамике морских течений.

Рассматривая установившееся горизонтальное движение в некоторой области неоднородного океана, мы опишем такое движение следующей системой дифференциальных уравнений:

$$A_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) + 2\rho\omega v \sin\varphi = \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$A_l \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) - 2\rho\omega u \sin\varphi = \frac{\partial p}{\partial y}.$$

В уравнениях u и v попрежнему означают горизонтальные компоненты скорости по направлению осей X и Y декартовой системы координат (X ориентирована на восток, Y — на север), p — давление, ρ — плотность воды, φ — широта места, полагаемая для небольшой области постоянной, ω — угловая скорость вращения земли, A_z — коэффициент

турбулентного трения, обусловленного обменом количества движения по вертикали z. Величина A_z может меняться вдоль вертикали по любому закону. Наконец, через A_l обозначен коэффициент „бокового" турбулетного трения, обусловленного обменом количества движения в горизонтальных направлениях. Определения A_l показывают, что эта величина подвержена, повидимому, значительно меньшим изменениям в сравнении с A_z; поэтому A_l мы в приближении считаем постоянной величиной.

Так как в экваториальной области Тихого океана явно преобладают зональные компоненты скорости течения u, то мы в приближении будем считать $v = 0$ и рассмотрим лишь первое из написанных выше уравнений, которое в случае $v = 0$ запишется в виде

$$A_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \tag{188}$$

Проинтегрируем уравнение (188) в пределах от $z = h_0$ (поверхность океана) до глубины $z = h$, на которой (и ниже которой) изобары горизонтальны и где движение отсутствует. Это обстоятельство, как известно, является отличительной чертой движения в неоднородном океане. Мы получим

$$A_l \int_{h_0}^{h} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dz + \int_{h_0}^{h} \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz = \int_{h_0}^{h} \frac{\partial p}{\partial x} dz . \tag{189}$$

Если на поверхности океана работает ветер чисто зонального направления, то

$$\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{h_0} = - T_x ,$$

где T_x — тангенциальное давление ветра на поверхности океана. В то же время, так как на глубине h изобары горизонтальны (движение отсутствует), то

$$\left(A_z \frac{\partial u}{dz} \right)_h = 0 .$$

Следовательно,

$$\int_{h_0}^{h} \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) dz = \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_h - \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{h_0} = T_x .$$

Преобразуем теперь первый интеграл в левой части уравнения (189), применяя для этого правило дифференцирования определенных интегралов по параметру. Так как верхний предел интеграла h не зависит от y, ибо

$$\frac{\partial h}{\partial y} = 0 ,$$

а нижний предел интеграл h_0 (поверхность океана) очень слабо меняется в зависимости от y, т. е.

$$\frac{\partial h_0}{\partial y} \cong 0 ,$$

то

$$A_l \int_{h_0}^{h} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dz = A_l \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{h_0}^{h} u\, dz = A_l \frac{\partial^2 S_x}{\partial y^2},$$

где S_x — зональная компонента полного потока в пределах рассматриваемого слоя океана.

Рассмотрим, наконец, величину интеграла в правой части (189). Вообще говоря, этот интеграл является функцией y. Однако, как показывают упоминавшиеся выше данные наблюдений, подъем изобарических поверхностей с востока на запад в экваториальных областях Тихого и Атлантического океанов слабо меняется в зависимости от широты и в приближении величину упомянутого интеграла можно считать независящей от y (широты).

Следовательно,

$$\int_{h_0}^{h} \frac{\partial p}{\partial x} dz = C,$$

где C — некоторая постоянная, в качестве которой можно рассматривать осредненную в меридиональном направлении величину написанного интеграла. Таким образом, уравнение (189) можно переписать в форме

$$A_l \frac{\partial^2 S_x}{\partial y^2} = -T_x + C.$$

Так как в экваториальной области Тихого океана T_x ориентировано в отрицательном направлении X (на запад), то $T_x = -|T_x|$ и предыдущее уравнение применительно к нашим расчетам мы запишем в виде

$$|T_x| = A_l \frac{\partial^2 S_x}{\partial y^2} - C. \qquad (190)$$

Воспользуемся формулой (190) для расчета поперечной неравномерности зональной составляющей пассатов в экваториальной части Тихого океана. Мы будем основываться при этом на распределении скоростей течений, вычисленных Свердрупом посредством динамического метода обработки наблюдений, произведенных на „Карнеги“ на меридиональном разрезе поперек экваториальных течений (на долготе около 140° W). Как указывает Свердруп, его вычисления хорошо совпадали с действительностью. К сожалению, мы не располагаем табличными значениями скоростей течений, вычисленных Свердрупом, и в качестве опыта расчетов по формуле (190) нам придется удовлетвориться теми значениями скоростей, которые возможно тщательнее были сняты с графика изотах, приведенного Свердрупом в его книге „The Oceans“ и скопированного на рис. 3.

Разумеется, что наши вычисления, основанные на столь неприспособленном для точных расчетов небольшом графике, носят лишь ориентировочный характер.

В средней части рис. 56 изображено изменение элементарных потоков S_x, определенных для слоя от поверхности до глубины 400 м, где движение практически отсутствует. В той же средней части рисунка изображено изменение второй производной S_x по широте (ось Y), при вычислении которой мы ограничились второй разностью величин $\Delta^2 S_x$. Произвольную постоянную C, фигурирующую в (190), мы определили графически, сместив нуль отсчета $\Delta^2 S_x$ вниз так, чтобы вся кривая $\Delta^2 S_x$ находилась бы выше оси абсцисс, причем абсолютный минимум был принят за новый нуль отсчета, соответствующий нулевому значению T в штилевой области. Тем самым была определена и широта, соответствующая положению штилевой зоны. Как видно из графика рис. 56, широта штилевой зоны равна $\varphi \cong 9{,}5°$ N, что немногим отли-

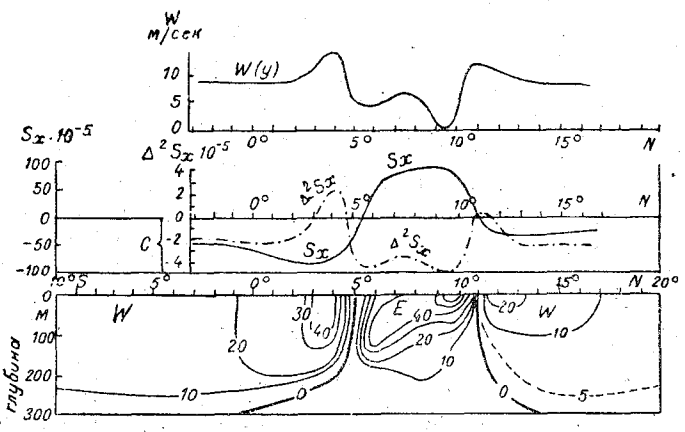


Рис. 56. Совмещенные графики.

Вверху: вычисленное меридиональное изменение скорости пассатов в Тихом океане. Середина: меридиональное изменение расходов S_x в толще воды Тихого океана и их второй разности $\Delta^2 S_x$. Внизу: распределение скоростей течения (в см/сек.) в вертикальном меридиональном сечении Тихого океана по вычислениям Свердрупа (W — экваториальное течение, E — экваториальное противотечение).

чается от найденных выше широт области затишья. Величину A_l мы приняли равной $7 \cdot 10^7$ CGS. Это значение, по данным Монтгомери и Пальмена, соответствует области экваториального противотечения в Атлантическом океане (определения A_l в экваториальной части Тихого океана отсутствуют). Благодаря сравнительно малым изменениям A_l принятое выше значение A_l может, вероятно, характеризовать интенсивность горизонтального турбулентного обмена и в Тихом океане.

Определив таким образом значения тангенциального давления пассатов в различных точках меридионального разреза Тихого океана, мы вычислили скорость ветра W, пользуясь известной зависимостью

$$T = 32 \cdot 10^{-7}\, W^2,$$

в которой T и W выражены в системе CGS.

Полученное в результате меридиональное изменение скорости пассатов (в м/сек.) изображено в верхней части рис. 56 (ветер — от наблюдателя, смотрящего в чертеж), кроме того, численные значения W (в м/сек.) указаны в табл. 10.

Таблица 10

Вычисленное меридиональное изменение тангенциального давления T и скорости пассатов W в Тихом океане

φ°	T, дин/см²	W, м/сек.	φ°	T, дин/см²	W, м/сек.
3° S	2,4	8,7	7° N	1,5	5,8
2	2,4	8,7	8	1,6	7,1
1	2,4	8,7	9	0,5	3,9
0	2,4	8,7	10	0,4	3,5
1° N	2,4	8,7	11	5,2	*12,7*
2	2,7	9,2	12	3,7	10,7
3	3,9	11,0	13	2,8	9,3
4	6,9	*14,7*	14	2,4	8,7
5	1,4	6,6	15	2,4	8,7
6	0,7	4,7	16	2,4	8,7

Как видим, поперечная неравномерность пассатов вблизи экватора попрежнему характеризуется наличием двух максимумов скорости ветра по сторонам от штилевой области, указанных и объясненных выше. Положение максимумов приурочено к широтам $\varphi_1 \cong 4°N$. $\varphi_2 \cong 11°N$. Эти величины также немного отличаются от полученных ранее значений широт. Любопытно, что южный максимум (14,7 м/сек.) превышает северный максимум (12,7 м/сек.) скорости ветра. С указанными максимумами скорости ветра, очевидно, связаны максимумы скоростей экваториальных течений, прижатые, как видно из нижней части рис. 56, к границам противотечения. Было бы неправильным, однако, толковать вновь обнаруженный большой южный максимум скорости пассатов как подтверждение высказанного в разделе 15 предположения о реальности его существования. Не следует забывать, что указанное на рис. 3 и 56 распределение скоростей экваториальных течений было получено Свердрупом, исключительно, путем динамической обработки океанографических данных, т. е. на основании меридиональной топографии изобарических поверхностей в океане, в том числе и профиля его поверхности, определяющего скорости поверхностных течений.

Легко сообразить, что наличие упоминавшейся ранее точки перегиба A (рис. 51) на меридиональном профиле поверхности океана, всегда существующей между экватором и противотечением независимо от предполагаемого возрастания скорости ветра, должно неминуемо отразиться и на результатах вычисления скоростей течения динамическим методом. В самом деле, с любой точкой перегиба кривой вообще и с упомянутой в частности должно быть связано увеличение крутизны кривой в окрестности точки перегиба. Вот почему в результате динамических расчетов мы всегда должны получать максимум скоро-

сти южного экваториального течения между экватором и противотечением, совершенно независимо от скорости ветра.

Таким образом, максимум скорости южного экваториального течения на графике Свердрупа (рис. 3 и 56) может являться фиктивным, дающим иллюзию возрастания скорости ветра поблизости от южной границы противотечения. Вопрос о реальности этих максимумов может быть окончательно решен лишь путем детальных инструментальных измерений барического и скоростных полей в атмосфере и океане.

В результате наших расчетов обнаружен и новый небольшой максимум ветра ($W \cong 6$ м/сек.) на широте $\varphi_3 \cong 7{,}8°$N в области экваториального противотечения. Происхождение этого максимума сейчас объяснить затруднительно; весьма возможно, что он является следствием шквалов, нередко наблюдаемых в штилевой зоне. Но, так или иначе, нужно иметь в виду, что поле масс и скоростей в гидросфере отражает, в общем, среднее состояние атмосферы над океаном за большой период (порядка сезона). Заметим и то, что детали осредненной циркуляции атмосферы могут быть получены лишь на основе статистической обработки большого числа метеорологических наблюдений, не всегда доступных в открытой части Тихого океана. Вот почему избранный нами косвенный путь определения преобладающей неравномерности скорости пассатов имеет некоторые преимущества по сравнению с непосредственными метеорологическими наблюдениями. Сопоставляя верхнюю и нижнюю часть рис. 56, мы видим, что экваториальное противотечение в основном (за исключением узкой полосы штиля) направлено против ветра. Это обстоятельство, несомненно, отразилось на распределении скоростей течения: максимум скорости экваториального противотечения, расположенный в штилевой зоне ($\varphi \cong 9{,}5°$N) на поверхности, заметно сдвигается вниз в южной части потока (рис. 56).

Отметим в заключение, что полученную нами величину скорости пассатов (около 9 м/сек.) к северу и югу от штилевой области не следует считать слишком преувеличенной, если иметь в виду скорость 8 м/сек., принятую Дефантом [10] для пассатов Атлантического океана, а также скорости пассатов в Тихом океане, указанные на картах Вереншельда (рис. 53, 54, 55). Следует также принять во внимание и ошибки, неизбежно возникавшие при расчетах, основанных на таком небольшом графике, как рис. 3 из книги Свердрупа.

17. ВОЗМОЖНЫ ЛИ ПРОТИВОТЕЧЕНИЯ В БЕЗБРЕЖНОМ ОКЕАНЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЛОКАЛЬНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТЬЮ ВЕТРА

Результаты, полученные в предыдущих разделах, доказывают возможность противотечений на поверхности океана (или моря), обусловленных неравномерностью ветра в том случае, когда существует, в известном смысле, замкнутая область океана (с „жидкими“ границами), внутри которой при стационарном режиме выполняются условия водного баланса. Возникающее при этом на поверхности океана противотечение, которое может быть направлено даже против ветра значительной скорости, является течением компенсационным, вследствие ограни-

ченности данной области океана и возникающего поэтому нагона воды к ее подветренному краю. Как мы показали, типичным примером компенсационных противотечений, порождаемых неравномерностью ветра, являются экваториальные противотечения в океанах.

Однако некоторые исследователи оспаривают эту точку зрения, примером чего могут служить сомнения Дефанта, вкратце упомянутые в конце раздела 2. Соглашаясь в основном с доводами Монтгомери и Пальмена, что экваториальное противотечение в Атлантическом океане действительно является компенсационным, вследствие резко выраженного нагона воды пассатами к западной окраине океана, Дефант в то же время отрицает компенсационную природу экваториального противотечения в Тихом океане. Возражения Дефанта, как мы помним, основываются на том, что острова в западной части экваториальной области Тихого океана не могут служить достаточным препятствием воде, влекомой пассатами на запад, в противоположность непрерывной береговой черте, ограничивающей западную часть экваториальной области Атлантического океана. В связи с сомнениями Дефанта, особенно интересно ответить на поставленный в заглавии настоящего раздела вопрос о том, может ли локальная неравномерность ветра порождать противотечения в безбрежном океане при полном отсутствии препятствий по направлению ветра.

Хотя с точки зрения Дефанта существование ветрового противотечения в этом случае кажется совершенно невозможным, мы из дальнейших рассуждений увидим, что и в безбрежном океане неравномерность ветра может порождать противотечения любой протяженности. К этому выводу, вскользь затронутому нами ранее [30], легко притти на основании аналогии, которая существует между приближенным уравнением для полных потоков, возбуждаемых ветром в неоднородном море, и уравнением изгиба тонкой пластины под действием заданных нагрузок. Заметим, что эта приближенная аналогия становится аналогией точной, если рассматривать полные потоки в однородном бездонном море. Для того, чтобы обосновать это утверждение и отнести наши выводы в равной мере как к неоднородному безбрежному океану достаточной глубины, так и к бездонному, безбрежному однородному океану, мы начнем здесь с простых выкладок, относящихся к неоднородному морю.

Рассматривая установившееся движение в некоторой области неоднородного океана (или моря), мы будем, как обычно, пренебрегать вертикальными составляющими течения и инерционными членами и опишем такое движение более общей системой дифференциальных уравнений, нежели (1) а, именно:

$$\left.\begin{aligned} A_l\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)+2\rho\omega v\sin\varphi=\frac{\partial p}{\partial x}, \\ A_l\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial v}{\partial z}\right)-2\rho\omega u\sin\varphi=\frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned}\right\} \quad (191)$$

вместе с уравнением неразрывности, которое для неоднородного моря будет иметь вид

$$\frac{\partial\rho u}{\partial x}+\frac{\partial\rho v}{\partial y}=0, \quad (192)$$

причем мы пользуемся обозначениями, расшифрованными в предыдущем разделе.

Исключим сначала из уравнений (191) компоненты градиента давления и отклоняющей силы вращения земли. Для этой цели продифференцируем первое уравнение системы (191) по y, а второе по x и вычтем из первого уровнения второе. Мы получим:

$$A_l\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial y}+\frac{\partial^3 u}{\partial y^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial x^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial y^2 \partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]-$$
$$-\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]+2\,\omega \sin\varphi\left(\frac{\partial \rho v}{\partial y}+\frac{\partial \rho u}{\partial x}\right)=\frac{\partial^2 p}{\partial x\,\partial y}-\frac{\partial^2 p}{\partial y\,\partial x}=0\,.$$

Заметим, что, в силу уравнения неразрывности (192), член, содержащий множителем $2\,\omega \sin\varphi$, обращается в нуль и, следовательно,

$$A_l\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^2\,\partial y}+\frac{\partial^3 u}{\partial y^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial x^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial y^2\,\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]-$$
$$-\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]=0\,. \qquad (193)$$

Проинтегрируем теперь (193) в пределах от изобарической поверхности $z=h_0$ (поверхность океана) до глубины $z=h$, несколько выше и ниже которой изобары горизонтальны и движение отсутствует. Как упоминалось в предыдущем разделе, это обстоятельство является отличительной особенностью неоднородного моря в противоположность морю однородному. Мы получим

$$A_l\int_{h_0}^{h}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^2\,\partial y}+\frac{\partial^3 u}{\partial y^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial x^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial y^2\,\partial x}\right)dz+\int_{h_0}^{h}\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]dz-$$
$$-\int_{h_0}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]dz=0\,. \qquad (194)$$

Преобразуем фигурирующие в (194) интегралы, применяя правила дифференцирования определенных интегралов по параметру. Покажем это преобразование на примере одного из интегралов:

$$\int_{h_0}^{h}\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]dz=\frac{\partial}{\partial y}\int_{h_0}^{h}\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)dz-\left[\frac{\partial}{\partial y}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]_h\frac{\partial h}{\partial y}+$$
$$+\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]_{h_0}\frac{\partial h_0}{\partial y},$$

Так как по условию

$$\frac{\partial h}{\partial y}=\frac{\partial h}{\partial x}=0$$

и вследствие того, что фактическая поверхность океана мало уклоняется от горизонтальной плоскости, т. е. $\frac{\partial h_0}{\partial x}$ и $\frac{\partial h_0}{\partial y}$ очень малы, мы можем

записать предыдущее равенство с достаточной для практики точностью в виде

$$\int_{h_0}^{h} \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right] dz = \frac{\partial}{\partial y}\int_{h_0}^{h} \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) dz .$$

Пользуясь указанными преобразованиями, мы вместо (194) получим

$$A_l\left(\frac{\partial^3 S_x}{\partial x^2\,\partial y} + \frac{\partial^3 S_x}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial y^2\,\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\int_{h_0}^{h} \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) dz -$$

$$- \frac{\partial}{\partial x}\int_{h_0}^{h} \frac{\partial}{\partial z}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) dz = 0 , \qquad (195)$$

где через S_x и S_y обозначены компоненты полных потоков по осям X и Y, а именно:

$$S_x = \int_{h_0}^{h} u\, dz , \qquad (196)$$

$$S_y = \int_{h_0} v\, dz . \qquad (197)$$

В свою очередь, производя интегрирование в (195), будем иметь

$$A_l\left(\frac{\partial^3 S_x}{\partial x^2\,\partial y} + \frac{\partial^3 S_x}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial y^2\,\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_h - \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{h_0}\right] -$$

$$- \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_h - \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_{h_0}\right] = 0. \qquad (198)$$

Так как на глубине $z = h$ и ниже ее движение отсутствует, то тангенциальные напряжения там равны нулю:

$$\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_h = \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_h = 0 . \qquad (199)$$

В то же время, если на поверхность моря действует ветер, то

$$\left.\begin{aligned} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{h_0} &= - T_x , \\ \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_{h_0} &= - T_y , \end{aligned}\right\} \qquad (200)$$

где T_x и T_y компоненты тангенциального давления ветра на поверхности моря. Следовательно, уравнение (198) запишется в виде

$$A_l\left(\frac{\partial^3 S_x}{\partial x^2\,\partial y} + \frac{\partial^3 S_x}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial y^2\,\partial x}\right) + \frac{\partial T_x}{\partial y} - \frac{\partial T_y}{\partial x} = 0$$

или

$$\frac{\partial^3 S_x}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 S_y}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial y^2 \partial x} = \frac{\operatorname{curl} T}{A_l}, \tag{201}$$

где

$$\operatorname{curl} T = \frac{\partial T_y}{\partial x} - \frac{\partial T_x}{\partial y} \tag{202}$$

— вихрь тангенциального давления ветра на поверхность моря.

Выразим теперь уравнение неразрывности (192) через компоненты полных потоков (196) и (197). Так как ρ, вообще говоря, незначительно меняется с глубиной, то, интегрируя (192) в пределах $z = h_0$ и $z = h$ и заменяя ρ средней величиной плотности $\bar{\rho}$ в указанных пределах, мы вместо (192) получим

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} S_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\rho} S_y) = 0. \tag{203}$$

Введем „функцию полных потоков" ψ, связанную с S_x и S_y выражениями

$$\left.\begin{aligned} S_x &= -\bar{\alpha}\frac{\partial \psi}{\partial y}, \\ S_y &= \bar{\alpha}\frac{\partial \psi}{\partial x}, \end{aligned}\right\} \tag{204}$$

где $\bar{\alpha} = \frac{1}{\bar{\rho}}$ средний удельный объем морской воды. Выражения (204), очевидно, удовлетворяют уравнению неразрывности (203). Подставляя (204) на место S_x и S_y в уравнение (201) и группируя члены, получим

$$\bar{\alpha}\left(\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4}\right) + F\left(\frac{\partial^3 \bar{\alpha}}{\partial y^3}\frac{\partial \psi}{\partial y}, \frac{\partial^3 \bar{\alpha}}{\partial x^3}\frac{\partial \psi}{\partial x}, \frac{\partial^2 \bar{\alpha}}{\partial x^2}\frac{\partial^3 \psi}{\partial y^2 \partial x} \ldots\right) = -\frac{\operatorname{curl} T}{A}. \tag{205}$$

В уравнении (205) через $F(\ )$ символически обозначена группа членов, представляющих собой произведения производных $\bar{\alpha}$ на производные ψ указанного под знаком F типа. Заметим, что порядок величины группы членов $F(\ )$ мал по сравнению с порядком величины первой группы членов в уравнении (205). В этом нетрудно убедиться хотя бы на примере сравнения порядка членов

$$\bar{\alpha}\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4}, \quad \frac{\partial^3 \bar{\alpha}}{\partial x^3}\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Помня, что $\bar{\alpha}$ очень мало отличается от единицы, можно на основании (204) и (197) написать следующие оценки:

$$0\left(\bar{\alpha}\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4}\right) \cong 0\left[\bar{\alpha}(h - h_0)\frac{\partial^3 \bar{v}}{\partial x^3}\right], \quad 0\left(\frac{\partial^3 \bar{\alpha}}{\partial x^3}\frac{\partial \psi}{\partial x}\right) \cong 0\left[(h - h_0)\bar{v}\frac{\partial^3 \bar{\alpha}}{\partial x^3}\right].$$

Так как, однако, в условиях моря горизонтальные изменения скорости значительно превышают горизонтальные изменения удельного объема, то

$$\bar{\alpha}(h-h_0)\frac{\partial^3 \bar{v}}{\partial x^3} \ll \bar{v}(h-h_0)\frac{\partial^3 \bar{\alpha}}{\partial x^3},$$

аналогично тому, что имеет место для вертикальных изменений указанных элементов. Поэтому в уравнении (205) членами $F(\ )$ можно в первом приближении пренебречь и вместо (205) написать для функции полных потоков ψ уравнение

$$\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial y^2}+\frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4}=-\frac{\operatorname{curl} T}{A_l \bar{\alpha}}, \tag{206}$$

аналогичное уравнению изгиба пластины под действием заданных нагрузок. Аналогия заключается в том, что ψ заменяет собой прогиб ζ срединной поверхности пластины, $\operatorname{curl} T$ — приложенную к единице поверхности силу $q(x, y)$, а $\bar{\alpha} A_l$ — так называемую „цилиндрическую жесткость" пластины. Следует при этом всегда помнить, что для неоднородного моря указанная аналогия носит приближенный характер.

Рассмотрим теперь однородное бездонное море. В этом случае уравнение неразрывности (192) приобретает вид

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0, \tag{207}$$

в силу которого, делая указанные выше преобразования системы (191), мы попрежнему получим уравнение (193). Вместо же уравнения (194) мы будем иметь

$$A_l\int_{h_0}^{\infty}\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial y}+\frac{\partial^3 u}{\partial y^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial x^3}-\frac{\partial^3 v}{\partial y^2 \partial x}\right)dz+\int_{h_0}^{\infty}\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]dz-$$
$$-\int_{h_0}^{\infty}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]dz=0. \tag{208}$$

К фигурирующим в уравнении (208) несобственным интегралам можно, как известно, применить правила дифференцирования под знаком интеграла, если подинтегральные функции непрерывны и, кроме того, если сами интегралы сходятся равномерно. Так как из физических соображений нет основания сомневаться в выполнимости этих условий, то, вынося знаки дифференцирования за знаки интегралов в (208), мы получим

$$A_l\left(\frac{\partial^3 S_x}{\partial x^2 \partial y}+\frac{\partial^3 S_x}{\partial y^3}-\frac{\partial^3 S_y}{\partial x^3}-\frac{\partial^3 S_y}{\partial y^2 \partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\int_{h_0}^{\infty}\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)dz-$$
$$-\frac{\partial}{\partial x}\int_{h_0}^{\infty}\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial v}{\partial z}\right)\partial z=0, \tag{209}$$

где

$$\left.\begin{aligned} S_x &= \int\limits_{h_0}^{\infty} u\,dz\,, \\ S_y &= \int\limits_{h_0}^{\infty} v\,dz\,. \end{aligned}\right\} \tag{210}$$

Производя интегрирование в (209), будем иметь

$$A_l\left(\frac{\partial^3 S_x}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 S_x}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 S_y}{\partial y^2 \partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left[\lim\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{h\to\infty} - \right.$$
$$\left. - \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{h_0}\right] - \frac{\partial}{\partial x}\left[\lim\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_{h\to\infty} - \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)_{h_0}\right] = 0\,. \tag{211}$$

При наличии ветра на поверхности моря попрежнему должны выполняться условия (200). Что же касается условий (199), то и в случае бездонного моря должны выполняться условия, им аналогичные, т. е.

$$\lim_{h\to\infty}\left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) = \lim_{h\to\infty}\left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) = 0\,.$$

Эти условия, как легко сообразить, являются единственно физически приемлимыми условиями на бесконечности, кстати сказать, вытекающими из условия ограниченности компонент скоростей, обычно налагаемого на систему (191) при ее интегрировании (если при этом считать величину A_z также ограниченной на бесконечности).

Итак, в смысле краевых условий задача о полных потоках в неоднородном море достаточно большой глубины аналогична задаче о полных потоках в однородном бездонном море, в силу чего и для последнего случая справедливо уравнение (201). Однако вместо (203) для однородного моря имеет место уравнение

$$\frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} = 0 \tag{212}$$

и удовлетворяющие ему соотношения

$$\left.\begin{aligned} S_x &= -\frac{\partial \psi}{\partial y}\,, \\ S_y &= \frac{\partial \psi}{\partial x}\,. \end{aligned}\right\} \tag{213}$$

Подставляя (213) в (201), мы получим уравнение для полных потоков в однородном море:

$$\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4} = -\frac{\operatorname{curl} T}{A_l}\,. \tag{206'}$$

Таким образом, аналогия между функцией полных потоков в однородном бездонном море и изгибом нагруженной пластины является аналогией точной, в противоположность указанной выше приближенной аналогии между изгибом пластины и полными потоками в море неоднородном. Как было указано ранее, для вычисления полных потоков в ограниченном

море решения уравнения (206) необходимо подчинить условиям, аналогичным условиям закрепления пластины на данном контуре Г, соответствующем контуру береговой черты моря:

$$\left.\begin{aligned} \psi_{\Gamma} &= 0, \\ \left(\frac{\partial \psi}{\partial n}\right)_{\Gamma} &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{214}$$

где n — направление нормали к контуру.

Если не преследовать цели расчета полных потоков, возбуждаемых локальной неравномерностью ветра в безбрежном море, а иметь в виду получение лишь качественной характеристики явления, то для этого нам нет необходимости решать уравнение (206) или (206′), подчиняя их условиям (214) на бесконечности. В самом деле, достаточно представить себе лишь общий характер изгибания пластины под действием заданных нагрузок, отождествляя их с заданной величиной curl T, — тем самым мы сразу получим ответ на поставленный выше вопрос о возможности противотечений в безбрежном море.

Итак, представим себе безбрежное море, на поверхности которого действует ветер всюду одного и того же направления, как это указано прямолинейными стрелками в плане на рис. 57 *а*. Пусть тангенциальное давление ветра, пропорциональное квадрату его скорости, всюду направленное параллельно оси X, меняется по следующему закону:

$$T_x(x, y) = T_{\min} + (T_0 - T_{\min})\left[1 - e^{-(\alpha x^2 + \beta y^2)}\right]. \tag{215}$$

Согласно (215), тангенциальное давление ветра обладает минимальным значением $T_{\min}$ в начале координат, а затем, по мере удаления от точки O, быстро стремится к постоянному значению T_0. Быстрота затухания этой локальной неравномерности ветра регулируется, очевидно, величиной параметров α и β. Как легко показать, основываясь на (215), линии равных T_x представляют собой эллипсы с центром в начале координат, уравнение которых имеет вид

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$

причем полуоси эллипсов равных тангенциальных давлений ветра определяются выражениями

$$a^2 = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{T_0 - T_c}{T_0 - T_{\min}}, \quad b^2 = \frac{1}{\beta} \ln \frac{T_0 - T_c}{T_0 - T_{\min}},$$

где, в свою очередь, T_c — данная величина тангенциального давления ветра. Эллипсы равных T_x изображены прерывистыми линиями в плане того же рис. 57 *а*. На рис. 57 *b* указаны кривые изменения величины T_x в нескольких поперечных сечениях ветрового поля, параллельных оси OY, причем ветер направлен от наблюдателя, смотрящего в чертеж. Вычислим величину $-\operatorname{curl} T_x(x, y)$, которую отождествим с действую-

щими на безграничную пластину нагрузками $q(x, y)$. Согласно (215) и (202), мы получим:

$$q(x, y) = \frac{\partial T_x}{\partial y} = (T_0 - T_{\min})\, 2y\, e^{-(\alpha x^2 + \beta y^2)}. \qquad (216)$$

Заметим, что отрицательный знак перед curl T в правой части (206) и (206′) означает, что положительное направление сил, действующих на пластину, соответствует направлению снизу вверх (считая от горизонтальной плоско-

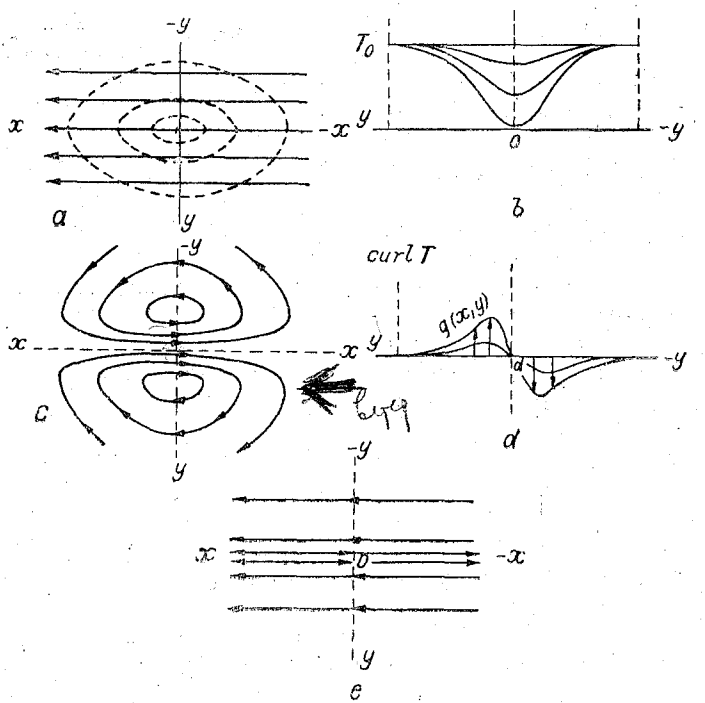


Рис. 57. Потоки, возбуждаемые неравномерность ветра.

a — изолинии тангенциального давления ветра (стрелками указано направление ветра), *b* — изменение тангенциального давления ветра в различных поперечных ветру сечениях океана (пластины), *c* — изолинии curl T (план), *d* — изменение curl T (нагрузок) в различных поперечных ветру сечениях океана (пластины). Стрелками указаны величины и направление нагрузок, *e* — полные потоки (направление указано стрелками), обусловленные чистой поперечной неравномерностью ветра в безграничном океане.

сти пластины). Следовательно, положительные значения ψ (иначе говоря прогиб пластины) соответствуют изгибам пластины вверх, а отрицательные значения ψ — прогибам пластины вниз, считая от горизонтальной плоскости, с которой совпадает поверхность пластины при отсутствии нагрузок.

На рис. 57 *c* изображены в плане, согласно выражению (216), изолинии $q(x, y) = -\operatorname{curl} T$, а на рис. 57 *d* указаны кривые изменения $q(x, y)$, иначе говоря, графики действующих на пластину нагрузок (направление их указано стрелками) в нескольких сечениях пластины, параллельных оси OY. Как известно из теории упругости, изолинии

прогиба пластины, вообще говоря, не совпадают с изолиниями приложенных к пластине сил, и максимальные значения прогибов пластины оказываются несколько смещенными относительно максимальных значений нагрузок, что объясняется влиянием краевых условий. Поэтому и изолинии полных потоков, вообще говоря, не совпадают с изолиниями curl T. Так как, однако, нас интересует лишь качественная сторона вопроса, то мы в приближении можем отождествить изображенные на рис. 57 *c* изолинии — curl T (нагрузок) с изолиниями полных потоков (изолиниями изгиба пластины), ибо известное подобие между указанными изолиниями в крупных чертах безусловно имеет место. На рис. 57 *c* стрелками указаны направления полных потоков, которые, как это явствует из выражения (204) и (213), должны быть направлены так, что возрастающие значения (изгиба пластины) находятся справа если смотреть в направлении потока.

Как видим, рассматривая рис. 57 *a* и 57 *c*, локальная неравномерность ветра одного и того же направления, характеризующаяся наличием области минимума скорости ветра, приводит к образованию двух симметрично расположенных колец полных потоков с противоположным направлением циркуляции таким образом, что в области минимума T возникают потоки, направленные противоположно ветру. Подобного рода картина циркуляции близко напоминает циркуляцию в области экваториальных течений, например, Тихого океана, с отличительной их особенностью в виде экваториального противотечения.

Подчеркнем, что полученный столь простым путем результат в равной мере может быть отнесен как к ограниченному, так и к безбрежному морю, ибо края нашей пластины, на которых должны выполняться условия закрепления (214), могут быть без изменения качества явления отодвинуты в бесконечность. При этом, как было указано ранее, наши качественные выводы в равной мере справедливы как в случае безбрежного однородного бездонного моря, так и в случае безбрежного неоднородного моря достаточной глубины.

Если указанное на рис. 57 *a* поле ветра одного и того же направления обладает чистой поперечной неравномерностью (бесконечно длинная полоса минимума, вытянутая по ветру), что соответствует случаю $\alpha = 0$ в формуле (215), то распределение полных потоков характеризуется с качественной стороны схемой рис. 57 *e*.

Мы можем, следовательно, притти к выводу, кажущемуся на первый взгляд удивительным, а именно к выводу о том, что и в случае полного отсутствия материков на земном шаре, если бы он был целиком покрыт водной оболочкой, зональные ветры (пассаты), обладающие минимумом скорости около экватора, должны были бы привести к возникновению в толще вод океана потоков противоположного ветру направления и расположенных в области минимума скорости ветра. При этом следует иметь в виду, что в случае достаточно малого значения скорости ветра противотечение может достигать поверхности океана. Заметим, что приведенный здесь пример может служить иллюстрацией возникновения вихревых движений в море любого масштаба, возбуждаемых неравномерностью ветра. Это, повидимому, один из источников макротурбулентности морских течений, обусловленной не собственно структурой водного потока, а индуцированной извне, меняю-

щейся во времени неравномерностью ветра, связанной с турбулентностью воздушных потоков.

Сделанные выводы лишний раз заставляют нас убедиться в том, как велико значение неравномерности ветра, определяющей важные особенности горизонтальной циркуляции в море. Это обстоятельство, насколько мне известно, до сих пор не учитывалось мореведами.

Возвращаясь вновь к рис. 57 *c* и 57 *e*, легко заметить, что полные потоки быстро затухают по мере удаления от области минимума скорости ветра и исчезают совсем там, где скорость ветра становится равномерной ($\operatorname{curl} T = 0$). Разумеется, что исчезновение горизонтальной циркуляции (осредненной по вертикали) нельзя толковать в том смысле, что при равномерном ветре, когда $\operatorname{curl} T = 0$, движение воды отсутствует; оно, очевидно, продолжается и в области с равномерным полем T, но осуществляется таким образом, что полные потоки в каждой точке моря обращаются в нуль аналогично тому, что имеет место в известной экмановской задаче о течениях в замкнутом море, обусловленных равномерным полем ветра.

18. ИТОГИ ТЕОРИИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В разделе 2, посвященном критическому обзору различных объяснений природы экваториальных противотечений, мы старались возможно яснее показать читателю, что ни одна из всех многочисленных попыток найти решение этой проблемы не могла удовлетворить изложенным в том же разделе требованиям, предъявляемым к физической теории, какой, по существу, должна являться теория экваториальных противотечений. Этими требованиями мы руководствовались при построении нашей теории, и читатель, вероятно, убедился, к каким разнообразным результатам привел нас теоретический метод исследования вопроса о происхождении экваториальных противотечений.

На основании нашей теории мы доказали, что причиной возникновения экваториальных противотечений является поперечная неравномерность зональной составляющей пассатов, возбуждающая горизонтальную циркуляцию наблюдаемого типа внутри некоторой, в известном смысле замкнутой, области. С этой точки зрения экваториальные противотечения являются компенсационными течениями в духе предположения, высказанного еще очень давно Крюммелем. Читатель, однако, убедился, что гипотеза Крюммеля сама по себе не могла обладать сколь-нибудь значительной познавательной ценностью в сравнении с другими гипотезами до тех пор, пока она не облеклась в форму теории, устранившей те кажущиеся противоречия между гипотезой и фактами, которые заставили отказаться от этой гипотезы ее приверженцев (Крюммель, Шотт), а других исследователей направили по ложному пути, очень далекому от истины.

Изложенная здесь теория экваториальных противотечений, как и всякая физическая теория, является приближенной, во-первых, потому, что при построении ее мы ограничились учетом лишь главных факторов, играющих первенствующее значение в изучаемом явлении, и, во-вторых, потому, что для облегчения математической дедукции мы схема-

тизировали явление, заменили его более простой моделью. Схематизация эта основывалась на том установленном опытом факте, что поверхность океанов в экваториальной области мало уклоняется от цилиндрической поверхности, благодаря чему представилась возможность получить все необходимые выводы весьма элементарными математическими приемами, в духе классической теории морских течений Экмана.

В этом мы видим не недостаток, а преимущества нашего схематизированного анализа явления, позволяющего не только наглядно вскрыть физическую его сущность, но именно в силу этой наглядности притти к многочисленным важным следствиям, еще не подтвержденным наблюдениями, что, в свою очередь, дает ясное направление для будущих исследований.

Подведем итог полученным теоретическим результатам, суммируя при этом не только подтверждаемые наблюдениями выводы, но также и новые, предсказываемые теорией факты, дающие направление будущим экспериментальным исследованиям:

1. Наблюдаемая форма приближенно-цилиндрической поверхности океана действительно является следствием сгонно-нагонного эффекта зональной составляющей пассатов, обладающей поперечной неравномерностью.

2. Порядок скорости противотечения в штилевой зоне, определенный на основании теории, согласуется с данными наблюдений.

3. Экваториальные противотечения на поверхности океанов могут быть направлены в некоторых случаях целиком против ветра. Возможность таких случаев, как показывает теория, достаточно велика. Таким образом, эти установленные наблюдениями факты не только не противоречат концепции о компенсационном характере противотечений, но являются необходимым следствием динамического эффекта поперечной неравномерности нагонного ветра, и, следовательно, наличие штилевой полосы у экватора отнюдь не обязательно для существования противотечений.

4. Линии конвергенции и дивергенции на поверхности океана в области противотечений, о существовании которых можно было лишь догадываться по косвенным намекам, должны существовать, как следствие теории. При этом теория указывает, что упомянутые линии конвергенции представляют собой, в противоположность собственно противотечению, очень неустойчивые, лабильные образования, практически существующие лишь в штилевой зоне.

5. Теория показывает, что противотечение должно суживаться с увеличением глубины и исчезать совсем на некотором расстоянии от поверхности океана. Нулевые изотахи, ограничивающие противотечение в вертикальной плоскости его поперечного разреза, вырезают в толще воды замкнутую область наподобие „окна". Эти результаты теории, совпадая с выводами Свердрупа о форме границ протовотечения на основании косвенных данных, требуют уточнении потому, что они расходятся с другими косвенными выводами того же автора.

6. Теоретическая схема циркуляции в вертикальной плоскости меридионального сечения экваториальной зоны океанов в основном совпадает со схемами циркуляции, построенными Дефантом и Свердрупом по косвенным данным. Теория, однако, указывает, что линии тока

меридиональной циркуляции должны пересекать область противотечения, благодаря чему должен существовать обмен водными массами между северным экваториальным течением, противотечением и южным экваториальным течением, и область противотечения вообще не может являться изолированной областью с самостоятельной циркуляцией целлюлярного типа.

7. Теория объясняет наблюдаемый прерывный характер распространения экваториальных противотечений на поверхности океанов. Согласно теории, это явление может быть следствием двух причин: а) распадения области нагона на отдельные изолированные области, т. е. изменения первоначальных границ области нагона, что может быть обусловлено изменением системы ветров; б) изменения поперечной неравномерности нагонного ветра (пассатов) по его направлению, т. е. поперечно-продольной неравномерности нагонного ветра, причем в этом случае границы области нагона, так же как и система ветров, могут оставаться неизменными.

8. Теория показывает, что фактическая циркуляция на поверхности океанов в области противотечения должна существенно отличаться от схем циркуляции, которые строятся обычно путем отождествления динамической топографии поверхности океана с системой линий тока.

9. Точно так же теория показывает, что фактическая циркуляция в области взаимодействия между противотечением и северным экваториальным потоком должна принципиально отличаться от существующих схем течений, построенных по скудным и порой мало надежным данным наблюдений.

10. Согласно теории, экваториальное противотечение, исчезая с поверхности океана там, где поперечная неравномерность пассатов достаточно мала, может существовать в виде глубинного течения.

11. Согласно теории, линии тока экваториальных течений, сливающихся вместе там, где противотечение исчезает с поверхности океана, должны искривляться по часовой стрелке, причем это искривление линий тока, являющееся следствием погружения противотечения, постепенно сглаживается в направлении ветра.

12. В свете теории получают объяснение некоторые особенности меридионального профиля поверхности Тихого океана в экваториальной зоне, связанные, как показывает теория, с особенностями поперечной неравномерности пассатов.

13. Согласно теории, поперечная неравномерность пассатов в экваториальной зоне Тихого океана должна характеризоваться наличием двух максимумов зональной составляющей пассатов по бокам от штилевой области. При этом южный максимум зональной составляющей пассатов, обнаруженный теорией, может быть фиктивным, и уточнение этого вопроса требует дополнительных исследований. Что же касается второго максимума ветра к северу от штилевой зоны, то этот максимум может являться следствием либо возрастающей зональности пассатов по мере приближений к экватору, либо увеличения абсолютной скорости пассатов вблизи термического экватора, являющегося местом зарождения тропических циклонов.

14. В связи с предыдущими выводами может являться фиктивным и максимум скорости южного экваториального течения в Тихом океане (вблизи границы противотечения), полученный Свердрупом посредством динамической обработки результатов океанографических наблюдений экспедиции на „Карнеги“.

15. Доказана реальность существования области нагона, в которой развивается горизонтальная циркуляция, включающая как элемент экваториальное противотечение. Южной границей области нагона в Тихом и Атлантическом океанах является линия экватора. Положение западной и северной границ названной области в Тихом океане требует уточнения путем специальных экспедиционных исследований.

16. Наконец, в дополнение к предыдущему выводу выяснена возможность существования противотечения при полном отсутствии твердых препятствий в направлении пассатов или их ограничивающей системы ветров, которая могла бы создавать границы некоторой замкнутой области нагона, внутри которой возникало бы противотечение компенсационного характера. Показано, что ветер одного и того же направления, дующий над всей бесконечной поверхностью безбрежного океана, но обладающий некоторым минимумом скорости, может порождать противотечение в области минимума скорости ветра, обусловленное исключительно неравномерностью ветра и эффектом бокового трения.

В связи с изложенными итогами теории нам рисуются следующие основные задачи для будущих экспедиционных исследований:

I. Определение западной и северной границ области сгона-нагона путем главным образом тщательного изучения зонального и меридионального профиля поверхности океана.

II. Детальное изучение границ и скоростного поля противотечения, особенно его ядра, и скоростных полей южного и северного экваториальных течений, особенно вблизи границ противотечения. Это изучение, основывающееся преимущественно на данных инструментальных измерений течений, должно в первую очередь преследовать следующие цели: 1) уточнение формы границ противотечения в вертикальной плоскости поперечного сечения потока; 2) выяснение вопроса о максимуме скорости южного экваториального течения вблизи границы противотечения; 3) выяснение вопроса о возможности существования противотечения в виде глубинного потока; 4) выяснение вопроса об устойчивости линий конвергенции и дивергенции линий тока внутри противотечения и связанной с ними вертикальной циркуляции; 5) выяснение вопроса о характере циркуляции в переходной области между противотечением и северным экваториальным течением; 6) уточнение системы линий тока экваториальных течений в области их слияния, где противотечение отсутствует; 7) выяснение вопроса о поперечной меридиональной циркуляции и возможности обмена масс между северным и южным экваториальными течениями, осуществляющимся, согласно теории, транзитом, — сквозь экваториальное противотечение.

III. Детальное изучение неравномерности скоростного поля пассатов, особенно вблизи термического экватора.

Перечисленные здесь задачи лучше всего решить путем организации океанографических и метеорологических экспедиционных наблюдений в экваториальной области Тихого океана не только потому, что

эта область остается поныне наименее изученной, но главным образом потому, что экваториальное противотечение в Тихом океане развито особенно сильно и все гидрометеорологические условия там особенно ярко выражены.

На рис. 58 указана схема предлагаемого расположения океанографических разрезов, охватывающих экваториальную и северную субтропическую область Тихого океана. Для выполнения поставленных здесь задач целесообразнее всего осуществлять наблюдения сразу на двух

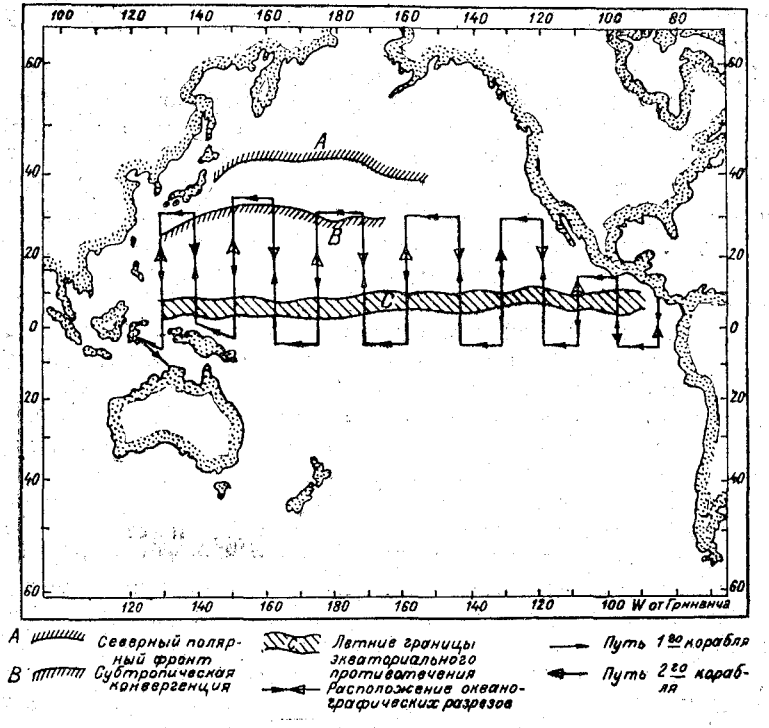


Рис. 58. Предлагаемая схема расположения океанографических разрезов в Тихом океане, для будущих работ по проблеме экваториального противотечения.

кораблях, двигающихся навстречу друг другу (с запада на восток и с востока на запад), как это указано стрелками на схеме рис. 58. Тем самым, помимо быстроты, необходимой для изучения района, будет достигнута и необходимая одновременность наблюдений в различных частях изучаемой области, а также и контроль изменений океанографических условий, могущих произойти за время плавания кораблей.

Переходя к соображениям о перспективах дальнейшего развития самой теории экваториальных противотечений, заметим, что изложенная здесь теория, давая приближенную модель явления, охватывающую лишь основные его черты, естественно, нуждается в дополнениях и некоторых поправках. Такие поправки, не изменяя, однако, основного существа модели, обеспечивают ей последовательные приближе-

ния к тому явлению, которое имеет место в действительности. Эти уточнения должны в первую очередь учесть неоднородность воды океана, а также эффект бокового турбулентного трения, играющий важную роль в динамике морских течений. Точно так же в дальнейшем должна быть уточнена и математическая постановка задачи.

В то же время мы твердо придерживаемся убеждения, что на первом этапе развития любой геофизической теории совершенно необходима схематизация изучаемого явления, облегчающая математическую дедукцию в том смысле, в каком это было показано на примере изложенной здесь теории[1]. Читатель не мог не заметить, что именно эта схематизация, обнажая самую сущность явления, сделала совершенно прозрачной внутреннюю связь между скоростным полем в океане и поперечной неравномерностью нагонного ветра и позволила притти к ряду многочисленных выводов, что вряд ли можно было сразу сделать при строгой математической трактовке вопроса. Вот почему при построении нашей теории мы сознательно уклонились от анализа решений более общего уравнения Экмана

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = \frac{c}{B} \operatorname{curl} T, \tag{217}$$

$$\operatorname{curl} T = \frac{\partial T_y}{\partial x} - \frac{\partial T_x}{\partial y},$$

которое, применительно к постановке задачи об экваториальных течениях (прямоугольная область нагона), следовало интегрировать при условиях

$$\left.\begin{aligned} (S_x)_{x=0} &= 0, \\ (S_x)_{x=L} &= 0, \\ (S_y)_{y=0} &= 0, \\ (S_y)_{y=l} &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{218}$$

полагая при этом $T_y = 0$ и подставляя вместо S_x и S_y их выражения через γ_x, γ_y и T_x, согласно формулам (51) и (52).

Решение уравнения (217), удовлетворяющее условиям (218), можно без особого труда найти, применив обычный метод Фурье. Однако для анализа этого решения, содержащего двойные и медленно сходящиеся ряды Фурье, требуются длинные и утомительные вычисления, что позволило бы до конца рассмотреть лишь один-два частных примера. Естественно, что из поля зрения, загроможденного в этом случае боль-

---

[1] Здесь невольно вспоминаются слова Н. Е. Жуковского, который любил говорить, что „механика есть искусство сводить задачи к уравнениям, которые до конца интегрируются", и нужно сказать, что этим искусством Н. Е. Жуковский владел с исключительным мастерством. Вызывает изумление, что глубоко научная, знаменитая теорема Н. Е. Жуковского о циркуляции, была получена им, по существу, очень элементарными математическими средствами. Конечно, явление на самом деле из-за вязкости и сжимаемости воздуха протекает не совсем так, как его изображает Н. Е. Жуковский, но его теория обтекания дает превосходную приближенную модель явления, являющуюся основой всей современной аэродинамики.

шим количеством длинных выкладок, легко могут ускользнуть многие связи, очень важные для понимания явления, которые, напротив, легко подметить, схематизируя процесс и облегчая математическую дедукцию. Эти обнаруживаемые схематическим анализом связи и направляют исследователя на верный путь к возможно полному познанию явления, вторым этапом которого должна являться более строгая математическая трактовка вопроса.

Заметим в заключение, что изложенные здесь теоретические выводы можно приложить к вопросам о возникновении противотечений в замкнутых морях вообще, а не только к проблеме экваториальных противотечений в частности. Полученные результаты показывают, что поперечная неравномерность нагонного ветра является (как это мы старались показать и ранее [22]) одним из важных факторов, определяющих горизонтальную циркуляцию в морях и океанах; циркуляция в экваториальной области океанов является в этом смысле лишь типичным примером.

ЛИТЕРАТУРА

.1 Krümmel O. Handbuch der Ozeanographie. Stuttgart, 1911.

2. Defant A. Die Äquatoriale Gegenstrom. Sitz. Berichte der Preuss. Akad. d. Wiss. Phys.-Math. Klasse, XXVIII. 1935.

3. Schumacher A. Monatskarten der Oberflächenströmungen im Noratlantischen Ozean. Annalen der Hydr. und Marit. Met. 1940.

4. Thorade H. Der Äquatoriale Gegenstrom in Atlantischen Ozean und seine Entstehung. Annalen der Hydr. und Marit. Met., LXIX, Heft VII. 1941.

5. Sverdrup H. U. The Currents of the Pacific Ocean and their bearing on the climates of the Coasts. Science, vol. 91, № 2360. March 22. 1940.

6. Schott G. Die Äquatoriale Strömungen des Westlichen Stillen Ozeans. Annalen der Hydr. und Marit. Met., Heft V, 1939.

7. Sverdrup H. U. (and others). The Oceans, their Physics, Chemistry and General Biology. N.—Y. Prentice—Hall. 1942.

8. Зубов Н. Н. Динамический метод обработки океанологических наблюдений. Ред.-издат. отд. Гидрометслужбы. Москва—Ленинград, 1935.

9. Шулейкин В. В. Физика моря. Академия Наук СССР. 1941.

10. Defant A. Zur Dynamik des Äquatorialen Gegenstromes. Annalen der Hydr. und Marit. Met., LXIX, Heft VIII. 1941.

11. Montgomery R. B. and Palmen E. Contribution to the question of the equatorial counter current. Journ. Marine Res., vol. 3, p. 112—133. 1940.

12. Sverdrup H. U. Oceanic circulation. Proceed. of the Fifth Intern. Congress Applied Mechanics. N.-Y. J. Willey. 1939.

13. Ekman V. W. On the iufluence of the earth's rotation on ocean currents. Ark. f. Mat. Astr. och Fysik. k. Sven. Vet. Akad. Stockholm, vol. 2, № 11. 1905.

14. Ekman V. W. Beiträge zur Theorie der Meeresströmungen. Annalen der Hydr. und Marit. Met., 34 1906. (Есть русский перевод В. Пиотровского — „К теории морских течений". Записки по Гидрографии, XXXI, вып. 4. 1915.

15. Sverdrup H. U. The circulation of the Pacific. Proc. of the Fifth Pacific Science Congress, vol. III. Univ. of Toronto Press. Canada, 1934.

16. Ekwan V. W. Können Verdünstung und Niederschlag im Meere merkliche Kompensationsströme verursachen? Annalen der Hydr. und Marit. Met., vol. 54. 1926.

17. Goldsbrough G. R. Ocean currents produced by Evaporation and Precipitation. Proceedings of the Royal Society of London. 1933.

18. Koenuma K. On the Hydrography of the South-western Part of the North Pacific and the Kurosio. Part III. Mem. of the Imp. Marine Observ. Kobe, vol. VII, № 1, 1939.

19. Defant A. Schichtung und Zirkulation bes Atlantischen Ozeans. „Meteor Werke". Bd. VI, Teil I, 1936.

20. Montgomery R. B. Circulation in upper layers of Southern north-Atlantic deduced with use of isentropic Analisis. Pap. in Phys. Oceanogr. and Met. Woods Hole Oceanogr. Inst., vol., VI, № 2. 1938.

21. Rossby C. G. Dynamics of steady ocean currents in the light of experimental fluid mechanics. Pap. in Phys. Oceanogr. and Met. Woods Hole Oceanogr, Inst., vol. V, № 1. 1936.

22. Штокман В. Б. Ветровой нагон и горизонтальная циркуляция в замкнутом море небольшой глубины. Известия АН СССР, серия географ. и геофиз., № 1. 1941.

23. Штокман В. Б. Поперечная неравномерность нагонного ветра как одна из важных причин горизонтальной циркуляции в море. Доклады Академии Наук СССР, XIX, № 2. 1945.

24. Штокман В. Б. Теория экваториальных противотечений в океанах. Известия АН СССР, серия географ. и геофиз., № 6. 1946.

25. Ekman V. W. Über Horizontalzirkulation bei Winderzeugten Meeresströmungen. Ark. f. Mat. Astr. och. Fys., vol. 17, № 26. Stockholm, 1923.

26. Sverdrup H. U., Soule F. M., Fleming J. A. and Ennis C. C- Observations and Results in Physical Oceanography. Oceanography I—A. Scientific Results of Cruise VII of the Carnegie 1928—1929. Carnegie Institution, Washington, 1944.

27. Шокальский Ю. М. Физическая океанография. Ленгострансизда. 1933.

28. Штокман В. Б. О диссипации энергии в стационарных морских течениях. Труды Института океанологии АН СССР, .г 1. 1947.

29. Werenskiold W. Mean Monthly Air transport over the North Pacific Ocean. Geofysiske Publ., vol. 11, № 9. Oslo, 1924.

30. Штокман В. Б. Использование аналогии между полным потоком в море и изгибом закрепленной пластины. Доклады АН СССР, т. 14, № 8. 1946.

10892

Отв. редактор *К. А. Гомоюнов.* Техн. редактор *Л. Б. Кононова.*

Сдано в набор 6/II 1948 г. Подписано к печати 26/III 1948 г.
Изд. № 93. Индекс О-Л-93. Бумага 62×93 1/16. Зн. в 1 печ. л. 54 000.
Уч.-изд. л. 12,9. Печ. л. 9,75. Тираж 5000 экз.
Гидрометеоиздат. г. Ленинград 1948 г. М-07857 Цена 8 руб. Заказ № 203

2-я типо-литография Гидрометеоиздата. Ленинград, Прачечный пер., д. 6.