

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

551.463

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И МИКРОСТРУКТУРА В ОКЕАНЕ*А. С. Монин*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	333
2. Различие турбулентности и волн	334
3. Генерация океанской турбулентности	336
4. Спектры турбулентности в верхнем слое океана	337
5. Перемежающаяся турбулентность в основной толще океана	341
6. Турбулентная диффузия в океане	342
7. Спектральный перенос энтропии	344
8. Двойная диффузия	344
9. Наблюдения микроструктуры в океане	345
10. Боковая конвекция	349
11. Образование микроструктуры при потере устойчивости внутренних волн	350
12. Спектры флуктуаций в присутствии микроструктуры и внутренних волн	352
Цитированная литература	353

1. ВВЕДЕНИЕ

Развернутые в последние годы широкие измерения характеристик морской турбулентности и тонкой вертикальной структуры гидрофизических полей в океане (температуры, электропроводности, скорости звука, показателя преломления, скорости течений) принесли ряд неожиданных результатов.

Оказалось, что океан практически всегда и всюду расслоен на квазиоднородные слои толщиной от десятков метров до дециметров и сантиметров, разделяемые очень тонкими прослойками с резкими вертикальными изменениями (скачками) гидрофизических параметров, причем эти слои имеют значительные времена жизни, по меньшей мере — десятки минут и часы. Турбулентность обычно слаба, неспособна разрушать указанную расслоенность, развивается лишь внутри квазиоднородных слоев, имеет локальный характер (непосредственно от глубины не зависит) и характеризуется малыми числами Рейнольдса.

Эти результаты помимо своего прямого значения (познание природы и свойств короткопериодных флуктуаций гидрофизических полей в океане) имеют, по-видимому, широкое общеокеанологическое значение, существенно изменяя сложившиеся представления о вертикальной структуре океана и естественных процессах его вертикального перемешивания, а потому и распространения в нем различных примесей (растворенных солей и газов, минеральных взвесей, планктона, радиоактивных веществ).

Более того, указанные результаты требуют формирования нового понимания физической природы мелкомасштабных внутренних движений в очень устойчиво стратифицированных жидкостях, в которых архимедовы силы подавляют турбулентность, и последняя может развиваться лишь локально, в областях с местными усилениями градиентов скорости

(возникающими, по-видимому, прежде всего во внутренних гравитационных волнах, интенсивно развивающихся в устойчиво стратифицированных жидкостях). В этих условиях, вероятно, повышается относительная роль молекулярного переноса импульса, тепла и примесей, и может становиться существенной разница в коэффициентах диффузии этих субстанций.

Необходимость взаимодействия между физико-теоретическим осмыслением результатов измерений мелкомасштабных флуктуаций гидрофизических полей в океане и дальнейшим усовершенствованием аппаратуры и методики измерений сейчас стала срочной. Содействие решению этой задачи и является целью настоящего обзора.

Регистрировать в океане турбулентные флуктуации компонент скорости течения, температуры, электропроводности, скорости звука, показателя преломления или других гидродинамических параметров очень трудно — для этого нужны высокочувствительные и малоинерционные морские турбулиметры, причем при их буксировке движущимся судном записи естественных флуктуаций искажаются колебаниями приборов, создаваемыми качкой судна, рысканием гондол, несущих турбулиметры, и вибрацией кабель-тросов, а в области высоких частот — электрическими шумами. Из-за этих трудностей серьезное изучение океанской турбулентности развернулось лишь в последнее десятилетие, и фактических данных накоплено еще мало. Обзоры имеющихся сведений об океанской турбулентности см. в работах ¹⁻⁵.

2. РАЗЛИЧИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ВОЛН

Другой трудностью является то, что интервалы частот турбулентных флуктуаций и поверхностных и внутренних волн в значительной мере перекрываются, так что в общем для турбулентности и волн интервале частот для оценки характеристик турбулентности как таковой (определяемой как *некогерентная с волнами часть естественных флуктуаций*, из записи показаний морского турбулиметра нужно отфильтровать не только упомянутые выше шумы механического и электрического происхождения, но и флуктуации, создаваемые волнами.

Отфильтровать флуктуации, создаваемые *поверхностными* волнами, можно, если синхронно с полными естественными флуктуациями $\xi(t)$ (где t — время) регистрируются каким-либо волнографом колебания уровня поверхности моря $\zeta(t)$ (или колебания давления на некоторой глубине). Такую процедуру впервые осуществляли Боуден и Уайт ⁶, а Бенилов и Филюшкин ⁷ разработали ее детально, используя работу Яглома ⁸ по методике линейной фильтрации стационарных случайных процессов. Согласно этой теории флуктуации $\eta(t)$, создаваемые поверхностными волнами, могут быть аппроксимированы в среднем квадратичном последовательностями конечных сумм вида $\sum_k \beta_k \zeta(t - t_k)$, где коэффициенты β_k определяются из уравнений

$$B_{\xi\xi}(t_i) = \sum_k \beta_k B_{\zeta\zeta}(t_i - t_k),$$

в которых $B_{\zeta\zeta}(\tau)$ — корреляционная функция волн $\zeta(t)$, а $B_{\xi\xi}(\tau)$ — взаимная корреляционная функция естественных флуктуаций и волн. Средний квадрат ошибки фильтрации при этом определяется формулой

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{f_{\xi\xi}(\omega)}{f_{\zeta\zeta}(\omega)} - \sum_k \beta_k e^{-it_k\omega} \right|^2 f_{\zeta\zeta}(\omega) d\omega,$$

где $f_{\xi\xi}(\omega)$ и $f_{\zeta\zeta}(\omega)$ — преобразования Фурье вышеуказанных корреляционных функций, т. е. соответствующие спектральные плотности. На рис. 1, а показан пример фильтрации по работе ⁷, в которой были использованы синхронные регистрации естественных флуктуаций $\xi(t)$ температуры на глубине 0,5 м и уровня поверхности моря $\zeta(t)$, полученные на вехе Фруда в Средиземном море. В этом примере «волновой шум»

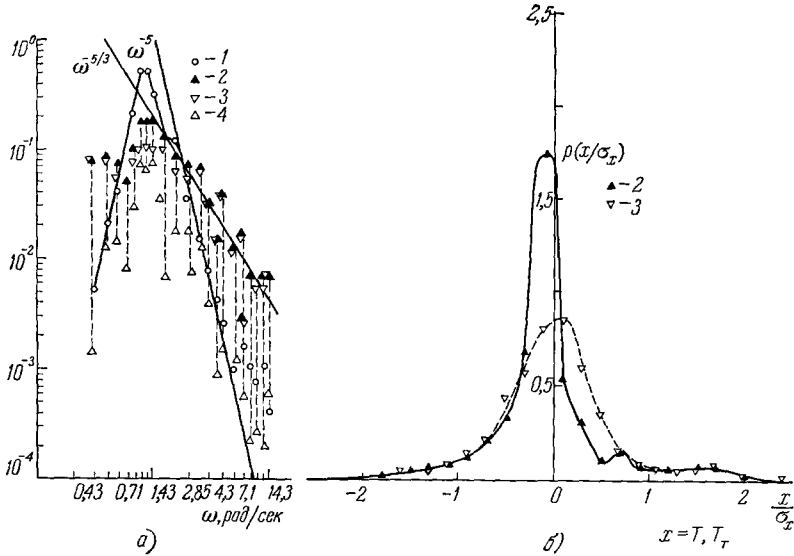


Рис. 1. а) Пример спектральных плотностей высот волн $f_{\zeta\zeta}(\omega)/\sigma_{\zeta}^2$ (1), естественных флуктуаций температуры на глубине 0,5 м $f_{\xi\xi}(\omega)/\sigma_{\xi}^2$ (2), фильтрованных флуктуаций $[f_{\xi\xi}(\omega) - f_{\eta\eta}(\omega)]/\sigma_{\xi}^2$ (3) и «волнового шума» $f_{\eta\eta}(\omega)/\sigma_{\xi}^2$ (4) (по ⁷); б) плотности вероятности p естественных (2) и фильтрованных (3) флуктуаций температуры (нормированных на σ_{ξ}^2) в том же примере, что на рисунке а).

$\eta(t)$ был максимальным (порядка 45%) на частотах $\omega \sim 1,1-1,4$ рад/сек, соответствующих максимуму спектра волн, и быстро уменьшался с ростом частоты. В работе ⁷ были сравнены и другие статистические характеристики естественных флуктуаций температуры $\xi(t)$ и «фильтрованных» флуктуаций $\xi(t) - \eta(t)$. На рис. 1, б показаны распределения вероятности этих флуктуаций (при 65 слагаемых в аппроксимирующей $\eta(t)$ конечной сумме, чему соответствовала относительная ошибка фильтрации σ^2/σ_{η}^2 около 1 %); отметим, что распределения вероятности для высот волн $\zeta(t)$ и «волнового шума» $\eta(t)$ здесь были приблизительно гауссовскими.

Отфильтровать аналогичным образом флуктуации, создаваемые внутренними волнами, не удастся, так как последние отдельно не регистрируются. Для выяснения принципиальной возможности разложения однородного по горизонтали случайного векторного поля $u(x, y, z, t)$ (например, поля скорости) на турбулентную и волновую составляющие А. Н. Колмогоров рекомендует рассматривать спектральное представление этого поля в горизонтальной плоскости, определяемое векторной случайной спектральной мерой $Z(M)$ (где M — множества в плоскости горизонтальных волновых векторов \mathbf{k} ; мера Z зависит также от вертикальной координаты z и времени t), и при каждом фиксированном \mathbf{k} выделять в этой мере составляющую

$$Z^{(0)} = k^{-2} ([nk] Z) [nk]$$

в горизонтальной плоскости, ортогональную \mathbf{k} (\mathbf{n} — единичный вектор вертикального направления), и составляющую

$$\mathbf{Z}^{(1)} = k^{-2} (\mathbf{kZ}) \mathbf{k} + (\mathbf{uZ}) \mathbf{n}$$

в вертикальной плоскости, содержащей \mathbf{k} . Тогда поле

$$\mathbf{u}^{(0)} = \int e^{i(k_1x+k_2y)} \mathbf{Z}^{(0)}(dk)$$

будет описывать горизонтальную турбулентность (к ее свойствам мы вернемся в гл. 6 ниже), а поле

$$\mathbf{u}^{(1)} = \int e^{i(k_1x+k_2y)} \mathbf{Z}^{(1)}(dk)$$

будет содержать и турбулентность, и волны, отчетливо различимые лишь на непересекающихся участках их частотных спектров. При этом будет $|\mathbf{u}|^2 = |\mathbf{u}^{(0)}|^2 + |\mathbf{u}^{(1)}|^2$ (черточка сверху — символ математического ожидания), но составляющие $\mathbf{u}^{(0)}$ и $\mathbf{u}^{(1)}$, вообще говоря, могут быть коррелированными (хотя в приближении линейной динамики эта корреляция, по-видимому, должна затухать со временем).

Основные надежды на разделение турбулентности и внутренних волн следует, по-видимому, возлагать на использование фазовых соотношений (спектров сдвига фазы) между флуктуациями различных пространственных компонент скорости и скалярных полей, которые во внутренних волнах фиксированы, а в турбулентности произвольны. Разработка соответствующего алгоритма фильтрации внутренних волн из записей полных естественных флуктуаций пока остается заказом к теоретикам.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ОКЕАНСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Можно указать ряд механизмов, могущих генерировать мелкомасштабную турбулентность в океане⁵. Это — гидродинамическая неустойчивость *горизонтальных* градиентов скорости в мезомасштабных квазигоризонтальных движениях (определяемая их числом Рейнольдса); неустойчивость *вертикальных* градиентов скорости в крупных (обычно геострофических) океанских течениях, в дрейфовых течениях в верхнем слое океана, в придонном пограничном слое (например, приливных течений) и в поле внутренних гравитационных волн (последний механизм, по-видимому, является главным в основной толще океана); опрокидывание поверхностных и внутренних волн; конвекция в слоях с неустойчивой стратификацией плотности (создаваемой, например, охлаждением поверхности океана в холодные сезоны, а иногда, может быть, накоплением солей в поверхностных водах в периоды интенсивного испарения).

В обычно встречающихся в океане случаях устойчивой стратификации плотности $\partial\rho/\partial z > 0$ (где z — глубина; точнее, надо брать разность между фактическим градиентом плотности и его значением при постоянной энтропии) вертикальные градиенты скорости $\partial u/\partial z$ оказываются неустойчивыми и порождают турбулентность, если выполняется *критерий Ричардсона*

$$Ri = (g/\rho) (\partial\rho/\partial z) (\partial u/\partial z)^{-2} = [N/(\partial u/\partial z)]^2 < Ri_{кр},$$

где $N = [(g/\rho) (\partial\rho/\partial z)]^{1/2}$ — так называемая *частота Брента — Вайссала*, g — ускорение силы тяжести. В *геострофических* течениях, отвечающих равновесию между горизонтальным градиентом давления и силой Кориолиса,

$$\partial u/\partial z \sim (g/l\rho) \partial\rho/\partial x \sim KN^2/l$$

(где x — координата вдоль течения, l — параметр Кориолиса, K — наклон изопики), и критерий Ричардсона принимает вид

$$KN > (Ri_{кр})^{-1/2}l.$$

Во внутренних волнах в пикноклине (слое наиболее резкого роста плотности с глубиной, обычно на глубинах 100—500 м) минимальное локальное число Ричардсона равняется

$$Ri = a^{-2}k^{-2} [(N_m/n) - (n/N_m)]^{-2},$$

где a , k и n — амплитуда, волновое число и частота волны, а N_m — максимум $N(z)$; по Майлсу и Ховарту, достаточным критерием устойчивости является условие $Ri > 1/4$, так что при

$$ak > 2 |(N_m/n) - (n/N_m)|^{-1}$$

волны могут быть неустойчивыми вблизи гребней и ложбин. Там, по-видимому, и зарождаются пятна турбулентности в основной толще океана.

По свойствам турбулентности океан можно разбить на три слоя: 1) верхний перемешанный слой (выше слоя скачка плотности) толщиной порядка 100 м, непрерывно заполненный турбулентностью, которую все время порождают атмосферные воздействия при помощи опрокидывания поверхностных волн, дрейфовых течений и конвекции; 2) внутренний слой (почти вся толща океана), в котором, по-видимому, существует лишь перемежающаяся турбулентность в форме отдельных пятен или «блинов», образующихся, вероятно, в областях гидродинамической неустойчивости внутренних волн; 3) придонный слой толщиной порядка 10 м, аналогичный пограничному слою атмосферы и непрерывно заполненный турбулентностью. Верхний и придонный слой, по-видимому, отделены от внутреннего слоя отчетливыми границами нерегулярной формы, создаваемой крупномасштабными турбулентными вихрями (с масштабами порядка толщины слоя) и внутренними волнами.

4. СПЕКТРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВЕРХНЕМ СЛОЕ ОКЕАНА

В верхнем перемешанном слое океана средние квадратичные флуктуации скорости обычно имеют порядок 1 см/сек и в среднем убывают с глубиной. Об интенсивности флуктуаций скорости можно судить и по скорости диссипации турбулентной энергии ε , являющейся при больших числах Рейнольдса единственным параметром спектра кинетической энергии турбулентности в инерционном интервале волновых чисел k (иногда обнаруживаемом в спектрах турбулентности в верхнем перемешанном слое океана), где трехмерный спектр $E(k)$ описывается «законом пяти третей» Колмогорова — Обухова

$$E(k) = C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (1)$$

здесь C_1 — числовая постоянная, по экспериментальным данным близкая к 1,4 (см. §§ 21 и 23 книги ⁹); частотный спектр продольной компоненты скорости, получаемой по записи турбулиметра, буксируемого со скоростью U , при этом имеет вид

$$E_1(\omega) = C_2 (\varepsilon U)^{2/3} \omega^{-5/3},$$

где $C_2 \approx 0,48$. У поверхности океана ε обычно имеет значения порядка $1-10^{-1}$ см²/сек³ и в среднем убывает с глубиной до значений порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ см²/сек³ у слоя скачка.

Иначе ведут себя средние квадратичные флуктуации температуры, которые сначала могут убывать с глубиной, но, по-видимому, имеют мак-

симум (обычно порядка 10^{-1} °C) в термоклине, где имеются очень большие вертикальные градиенты температуры. В спектрах флуктуаций температуры часто можно ожидать существования инерционно-конвективного интервала волновых чисел, в котором эти спектры описываются «законом пяти третей» Обухова — Коррзина

$$E_T(k) = B_1 \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (2)$$

где ε_T — скорость выравнивания неоднородностей температурного поля, а B_1 — числовая постоянная, по экспериментальным данным близкая к 1,1 (см. опять §§ 21 и 23 книги ⁹); частотный спектр флуктуаций температуры, получаемый по записи буксируемого турбулиметра, при этом имеет вид

$$E_T(\omega) = B_2 \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3} U^{2/3} \omega^{-5/3},$$

где $B_2 \approx 0,7$. Значения ε_T варьируют, по-видимому, в пределах 10^{-3} — 10^{-8} (°C)²/сек. В области очень больших волновых чисел (частот) спектры турбулентности резко спадают из-за действия молекулярных сил. Согласно гипотезам подобия Колмогорова для локально-изотропной турбулентности, спадание спектров флуктуаций скорости описывается универсальной безразмерной функцией

$$\varphi(k\eta) = (\varepsilon \nu^5)^{-1/4} E(k),$$

где ν — кинематический коэффициент молекулярной вязкости, а $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ — колмогоровский внутренний масштаб турбулентности; при

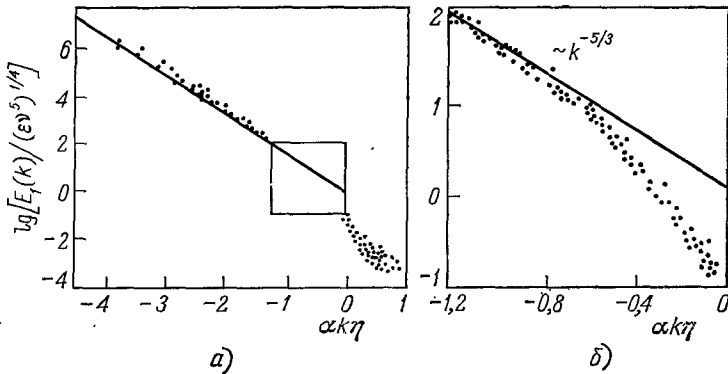


Рис. 2. а) Безразмерный продольный спектр флуктуаций скорости в приливном течении в море (по ¹⁰); б) данные, попавшие внутрь квадрата на рисунке а), в увеличенном масштабе.

малых $k\eta$ функция φ пропорциональна $(k\eta)^{-5/3}$, т. е. справедлив «закон пяти третей» (1). Эти предсказания были подтверждены по измерениям спектров океанской турбулентности в приливном течении с очень большим числом Рейнольдса $3 \cdot 10^8$ в работах Стюарта, Гранта и Мойлльета ¹⁰⁻¹²; полученная там универсальная функция φ показана на рис. 2 (по оси абсцисс здесь отложен в логарифмическом масштабе аргумент, пропорциональный $k\eta$). Логарифмический масштаб для φ может скрадывать разброс, но последний и в самом деле невелик, как это видно из рис. 3, а, где изображена, уже в естественном масштабе, та же функция φ , умноженная на $(k\eta)^2$, что дает безразмерный спектр диссипации энергии. Максимум спектра диссипации энергии приходится на волновое число $k \approx 1/8\eta$; в этой же точке начинаются заметные отклонения одномерных продольных спектров от «закона пяти третей». Нэзмис ¹³ заметил, что спектры океан-

ской турбулентности в интервале диссипации иногда оказываются выше «универсальной кривой» рис. 2. Он предлагает объяснять это действием архимедовых сил на объемы жидкости, отличающиеся по плотности от окружающей среды. В больших масштабах архимедовы силы могут быть сравнимыми с силами инерции и порождать отклонения от «закона пяти

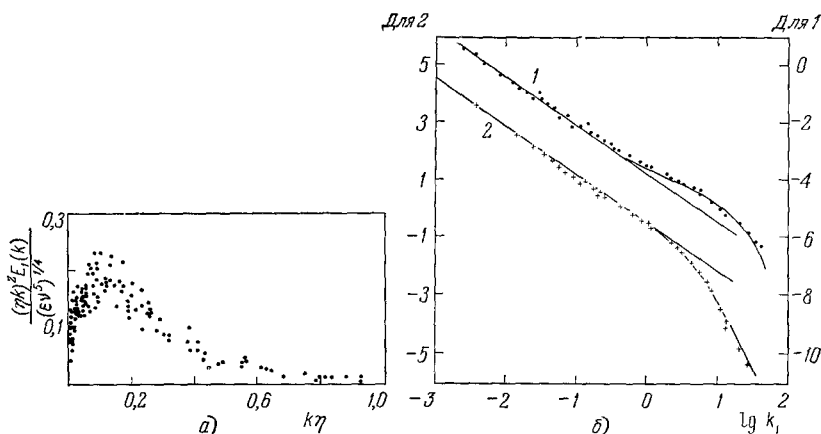


Рис. 3. а) Базразмерный спектр диссипации энергии (по ¹⁰); б) пример спектра флуктуаций температуры в океане (кривая 1, правая шкала) в сравнении со спектром флуктуаций скорости (кривая 2, левая шкала) (по ¹⁵).

третей» (см. формулы (4) ниже); с уменьшением масштабов неоднородностей они убывают, но в области минимальных масштабов силы инерции полностью теряют значение, а архимедовы силы могут статистически уравниваться молекулярными силами, создавая эффект, отмеченный Нэзмисом.

Несколько иначе ведут себя в области больших волновых чисел спектры флуктуаций температуры и солености. Универсальная функция

$$\varphi_T(k\eta, Pr) = (\epsilon/\epsilon_T) (\epsilon\chi^5)^{-1/4} E_T(k),$$

при малых $k\eta$ пропорциональная $(k\eta)^{-5/3}$ (закон (2)), здесь зависит от числа Прандтля $Pr = \nu/\chi$ (χ — кинематический коэффициент молекулярной диффузии тепла или солей). По теории Бэтчелора ¹⁴ при больших Pr (в морской воде $Pr = 7$ для тепла и 700 для солей) в области $k\eta \gg 1$ спектр может зависеть от ϵ не непосредственно (так как основная диссипация энергии сосредоточена в меньших волновых числах), а лишь через величину $\tau_\eta^{-1} = (\epsilon/\nu)^{1/2}$, т. е. типичную величину скоростей деформации, осуществляющих конвективное перемешивание путем вращения и сближения изотермических (или изохалинных) поверхностей. Отсюда

$$\varphi_T \sim (Pr)^{3/4} \Phi [k\eta (Pr)^{-1/2}].$$

Пока здесь аргумент функции Φ мал (т. е. в вязко-конвективном интервале спектра $1 \ll k\eta \ll (Pr)^{1/2}$), коэффициент диффузии χ не должен влиять на $E_T(k)$, для чего должно быть $\Phi(x) \sim x^{-1}$.

Таким образом, в инерционно-конвективном интервале спектра $E_T(k) \sim k^{-5/3}$, в вязко-конвективном интервале $E_T(k) \sim k^{-1}$ и лишь затем в вязко-диффузионном интервале $k\eta \gg (Pr)^{1/2}$ спектр $E_T(k)$ резко спадает из-за сглаживающего действия молекулярной диффузии. Эти предсказания были подтверждены по измерениям спектров флуктуаций температуры в океане в работе Гранта, Хьюза и Фогеля ¹⁵. Один из примеров их спектров $E_T(k)$ (в сравнении с $E(k)$) приведен на рис. 3, б (кривая 1).

Как уже отмечалось, в области малых волновых чисел спектры турбулентности в стратифицированном океане могут отклоняться от «законов пяти третей» из-за действия на турбулентность архимедовых сил. Согласно теории подобия Обухова — Болджиано (см. п. 21.7 книги ⁹), это действие становится заметным в больших масштабах

$$L \gg L_* = \varepsilon^{5/4} \varepsilon_T^{-3/4} (\alpha g)^{-3/2}, \quad (3)$$

где $\alpha \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$ — коэффициент термического расширения воды. При $k \lesssim 1/L_*$ множители C_1 и B_1 в формулах (1) и (2) становятся функциями от kL_* ; эти функции были рассчитаны полуэмпирическими методами в работе ¹⁶. По гипотезе Болджиано, подтверждаемой расчетом ¹⁶, при устойчивой стратификации плотности из-за больших потерь энергии на работу против архимедовых сил скорость вязкой диссипации энергии ε должна быть много меньше скорости передачи энергии по спектру в области малых k и поэтому перестает влиять на форму спектров в этой области. Для этого должно быть $C_1 \sim (kL_*)^{-8/15}$ и $B_1 \sim (kL_*)^{4/15}$, так что

$$\begin{aligned} E(k) &\sim \varepsilon_T^{2/5} (\alpha g)^{4/5} k^{-11/5}, \\ E_T(k) &\sim \varepsilon_T^{4/5} (\alpha g)^{-2/5} k^{-7/5}. \end{aligned} \quad (4)$$

Конечно, такой интервал в спектре может появиться, лишь если L_* меньше внешнего масштаба турбулентности. С другой стороны, если L_* окажется малым порядком η , то интервал с законами (4) целиком займет место инерционного интервала. На рис. 4 приведен пример спектра флуктуаций скорости в верхнем слое океана, следующего закону (4), полученный во 2-м рейсе судна «Академик Курчатов» в Атлантике (здесь, однако, не удается оценить вклад внутренних волн, нередко имеющих спектр $E(k) \sim k^{-3}$; это же относится и к другим, часто наблюдаемым в океане, спектрам $E(k) \sim k^{-m}$ с $m > 5/3$). Заметим, однако, что в области

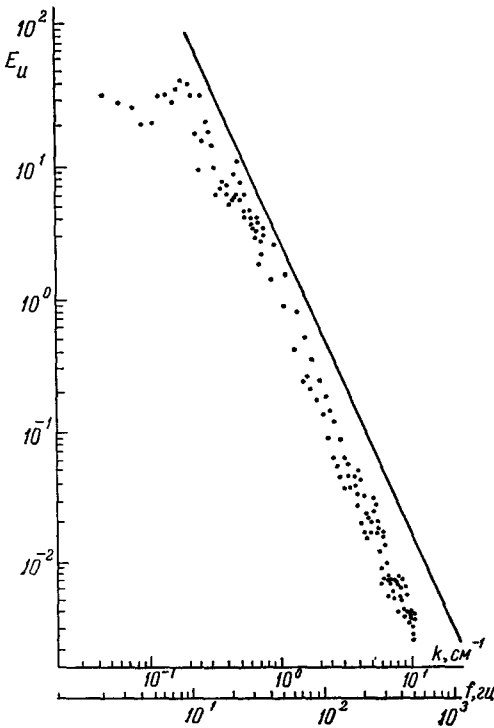


Рис. 4. Пример спектра флуктуаций скорости в океане, следующего закону (4), полученный во 2-м рейсе судна «Академик Курчатов» в Атлантике.

не слишком малых масштабов спектры универсального вида (1), (2) или (4) предсказываются теорией подобия лишь для турбулентности с очень большими числами Рейнольдса. Реальная же морская турбулентность развивается, по-видимому, обычно лишь в квазиоднородных слоях с толщинами, скажем, порядка метров, в которых перепада скорости имеют порядок нескольких см/сек и числа Рейнольдса — порядок 10^4 — 10^5 , т. е. лишь на 1—2 порядка выше критического числа $Re_{кр} \sim 3000$. При таких небольших Re интервалах волновых чисел с универсальными спектральными законами (1), (2) или (4) уже не будет, и спектры турбулентности в масштабах, сравнимых с толщинами квазиоднородных слоев, будут определяться большим числом крупно-

масштабных параметров. Их расчет потребует построения конкретной гидродинамической теории квазиоднородных слоев в океане (или вообще в устойчиво стратифицированной жидкости), что остается делом будущего.

5. ПЕРЕМЕЖАЮЩАЯСЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ОСНОВНОЙ ТОЛЩЕ ОКЕАНА

Во внутреннем слое океана специфической особенностью турбулентности представляется перемежаемость. Ее можно охарактеризовать коэффициентом перемежаемости $p(z)$, определяемым как средняя доля площади, занятой турбулентностью, на глубине z . В измерениях с подводной лодки Гранта, Мойлльета и Фогеля¹⁷ коэффициент $p(z)$ равнялся единице в верхнем перемешанном слое океана толщиной 50 м, уменьшался до 0,05 на глубине 100 м и далее до глубины 300 м менялся мало (ϵ равнялось $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}^3$ на глубине 15 м и $1,5 \cdot 10^{-4}$ при $z = 90 \text{ м}$, ϵ_T равнялось $5,6 \cdot 10^{-7} (\text{°C})^2/\text{сек}$ на глубине 15 м, достигало максимума $6,7 \cdot 10^{-6}$ в слое скачка плотности при $z = 43 \text{ м}$ и затем убывало до $7,2 \cdot 10^{-8}$ при $z = 90 \text{ м}$). По-видимому, типичные значения $p(z)$ во внутреннем слое океана имеют порядок 10^{-2} .

Колмогоров предложил для более детальной характеристики пространственной перемежаемости мелкомасштабных флуктуаций использовать учащенный (скажем, каждые 3 сек) расчет структурных функций или спектров флуктуаций по многоминутным их записям в режиме буксировки турбулиметров. Опыт такого расчета по записям флуктуаций электропроводности воды в 7-м рейсе судна АН СССР «Дмитрий Менделеев» показал, что трехсекундные структурные функции изменяются с периодами порядка нескольких минут, т. е. порядка периода Брента — Вайссала, что, по-видимому, указывает на связь перемежаемости с внутренними волнами, которым свойствен этот период. Еще интереснее было бы провести такие расчеты по записям флуктуаций скорости течения.

Количественных измерений характеристик турбулентности на больших глубинах в океане пока еще почти нет. Предварительные оценки некоторых характеристик можно пытаться извлечь из сведений о стратификации плотности (которая формируется под действием вертикального турбулентного обмена). В работе¹⁸ установлено, что в значительной нижней части внутреннего слоя океана вертикальный профиль частоты Брента — Вайссала N часто может быть аппроксимирован функцией Ah , где h — высота над дном (см. один из примеров на рис. 5), причем коэффициент A на различных гидрологических станциях варьирует в пределах $10^{-7} - 10^{-6} \text{ м}^{-1} \text{ сек}^{-1}$. Если попытаться применить к внутреннему слою океана теорию подобия для турбулентности в устойчиво стратифицированной среде (см. § 7 книги⁹), то формуле $N = Ah$ будет отвечать уменьшение с высотой отношения коэффициентов обмена для тепла и импульса по закону h^{-2} , а коэффициент A будет расшифровываться формулой

$$A = (\kappa/Ri_m) (gM/\rho)^2 u_*^{-5},$$

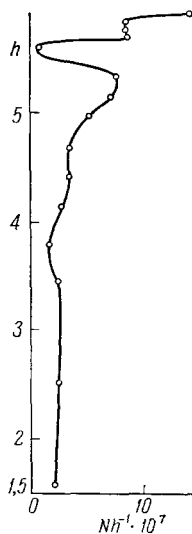


Рис. 5. Зависимость N частоты Брента — Вайссала N от высоты над дном h на гидрологической станции «Витязя» № 4371 в Тихом океане ($27^{\circ}07'$ с. ш., $153^{\circ}45'$ в. д., глубина океана 6 км).

где $\kappa \approx 0,4$ — постоянная Кармана, $Ri_m \sim 10^{-1}$ — максимальное значение динамического числа Ричардсона, u_* — скорость трения, а $M = \overline{\rho'w'} = p \langle \rho'w' \rangle$ — вертикальный турбулентный поток массы (w — вертикальная скорость, штрихами обозначаются турбулентные флуктуации, черточками над буквами — осреднение по площади, угловыми скобками — осреднение по одним лишь турбулентным пятнам). Отсюда при $u_* \sim 1$ см/сек получается $M \sim 10^{-8}$ г/см²сек. С другой стороны, согласно ¹⁸, в верхней части внутреннего слоя океана зависимость N от глубины z часто может быть аппроксимирована формулой $N = w_*/z$, где $w_* \approx \approx 2,2$ м/сек мало варьирует от станции к станции. Приравнявая два выражения для N в середине океана $z = H/2$, для относительных флуктуаций плотности в турбулентных пятнах удается ¹⁹ получить оценку

$$\rho'/\rho \sim Bu_*^2/gH;$$

$$B = (\kappa r_{\rho w})^{-1} [(4\kappa Ri_m/p) r_{uw} w_*/u_*]^{1/2},$$

где $r_{\rho w}$ и r_{uw} — коэффициенты корреляции между соответствующими флуктуациями, имеющие, по-видимому, порядок 10^{-1} . Отсюда $\rho'/\rho \sim \sim 10^{-6}$ и $T' \sim \rho'/\alpha\rho \sim 10^{-2}$ град (эти оценки, конечно, зависят от принятого значения $u_* \sim 1$ см/сек). Наконец, из соотношения $u_*^2 \sim pr_{uw}w'^2$ при $p \sim 10^{-2}$ видно, что флуктуации w' в турбулентных пятнах могут по меньшей мере на порядок превосходить u_* .

В придонном слое океана измерений турбулентности еще почти не было. Отметим, однако, измерения низкочастотных флуктуаций (с частотами порядка 10^{-1} — 10^2 цикл/час) в придонном слое глубокого океана, выполненные Манком и Уимбушем ²⁰, с некоторым успехом интерпретировавшими свои результаты в рамках теории подобия для турбулентности при неустойчивой стратификации (см. § 7 книги ⁹) в целях оценки способности придонного слоя проводить вверх геотермическое тепло.

6. ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ В ОКЕАНЕ

Турбулизованность океана существенно ускоряет диффузию в нем различных примесей. Изучение этого явления приобретает особую актуальность в связи с растущей угрозой загрязнения океана нефтью, радиоактивностью, ДДТ, свинцом и другими вредными примесями. Следует иметь в виду, что горизонтальная диффузия, создаваемая мезомасштабной горизонтальной турбулентностью, происходит значительно быстрее, особенно при наличии градиентов скорости крупномасштабных течений, чем вертикальная диффузия, создаваемая мелкомасштабной турбулентностью. Последняя характеризуется меняющимися с глубиной (и существенно зависящими от стратификации) коэффициентами турбулентной диффузии D_z , которые в верхнем слое океана имеют порядок 10 см²/сек; средние квадратичные смещения частиц примеси при этом растут со временем по закону $(2D_z t)^{1/2}$. Горизонтальную турбулентность в океане обычно представляют как результат дробления крупных вихрей на мелкие. Этот процесс характеризуется прежде всего скоростью ϵ передачи энергии по спектру масштабов и подчиняется «закону пяти третей» (1) и (2) (и аналогичному «закону четырех третей» Ричардсона $D_h \sim \epsilon^{1/3} L^{4/3}$ для зависимости коэффициента горизонтальной диффузии от размера L диффундирующего пятна примеси); средние квадратичные смещения частиц примеси при этом пропорциональны $(\epsilon t^3)^{1/2}$.

Эта концепция изложена в статье ²¹ и книге Озмидова ²². Она подтверждается, например, измерениями неоднородностей поля температуры поверхности океана ²³ (структурные функции которых в масштабах 10^0 — 10^4 км в ряде случаев оказались подчиняющимися эквивалентному

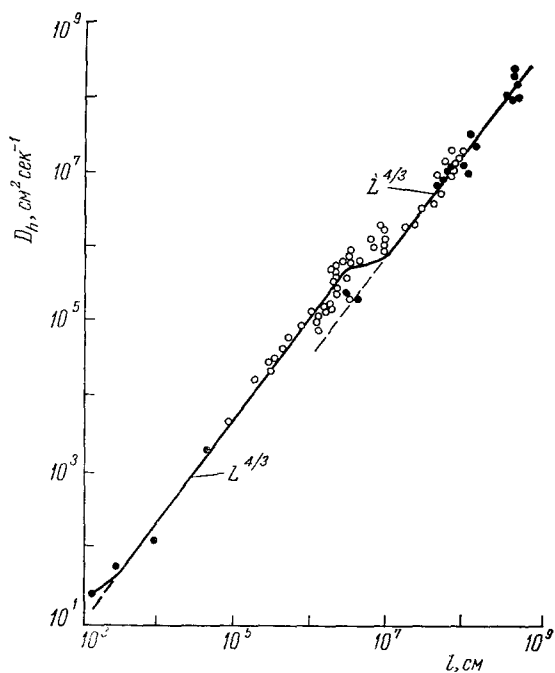


Рис. 6. Зависимость коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии от масштаба явления по данным двух опытов с диффузией пятен трассеров в океане (по ²⁴).

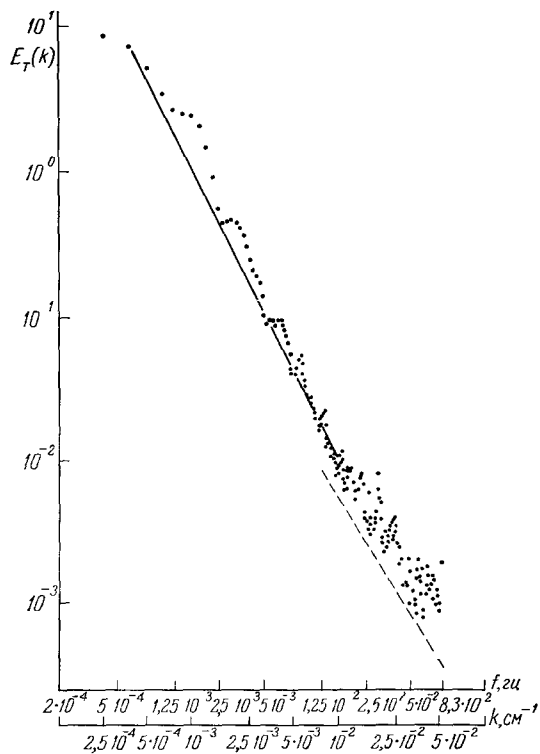


Рис. 7. Частотный спектр флуктуаций концентрации родамина в море на расстоянии 150 м от непрерывного точечного источника (мощностью 0,12 г/сек) в прибрежной зоне Балтийского моря (по ²⁵).

(28) «закону двух третей» $(\delta_r T)^2 \sim \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3} r^{2/3}$, где r — расстояние) и прямой эмпирической проверкой «закона четырех третей» и его следствий по данным диффузионных опытов в океане ²⁴⁻²⁵ (см. рис. 6, где для ε получаются оценки 10^{-4} см²/сек³ в масштабах 10^1 — 10^3 м и 10^{-5} см²/сек³ в масштабах 10^1 — 10^3 км). На рис. 7 приведен полученный в работе ²⁵ частотный спектр флуктуаций концентрации примеси в фиксированной точке моря при наличии непрерывного точечного источника; при частотах более 0,03 гц он следует «закону пяти третей» (а при меньших частотах — закону ω^{-2} , который авторы ²⁵ предлагают расшифровывать формулой $E_T(k) \sim \varepsilon_T u_*^{-1} k^{-2}$, где u_* — скорость трения). Совместное действие вертикальной диффузии (с различными моделями для коэффициента диффузии D_z) и подчиняющейся «закону четырех третей» горизонтальной диффузии проанализировано теоретически в работе ²⁶.

Отметим, что диффузию по закону $(\varepsilon t^3)^{1/2}$ не следует путать с обычной диффузией по закону $(2D_z t)^{1/2}$, которая при наличии градиента Γ скорости крупномасштабного течения в направлении этого течения ускоряется и следует закону $(2/3\Gamma^2 D_z t^3)^{1/2}$ (см. п. 10.4 книги ⁹). Этот эффект может быть ответственным за часто наблюдаемое растягивание пятен диффундирующей примеси по направлению течения.

7. СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНСТРОФИИ

Упомянем, наконец, и иную, чем выше, концепцию горизонтальной турбулентности, исходящую из того, что для двумерного потока справедлив не только закон сохранения кинетической энергии, но и закон сохранения вихря, так что структура двумерной турбулентности в инерционном интервале спектра может определяться не только скоростью вырождения энергии ε , но и скоростью вырождения энстрофии (т. е. среднего квадрата вихря) ε_1 (см. работы Бэтчелора ²⁷ и Крейчэнна ²⁸). Тогда возникает масштаб длины $L_1 = (\varepsilon/\varepsilon_1)^{1/2}$, и константы C_1 и B_1 в «законах пяти третей» (1) и (2) превращаются в функции от kL_1 . Если предположить, что на одном из концов инерционного интервала спектра существен только параметр ε , а на другом — только ε_1 , то на этом втором конце вместо «законов пяти третей» будут справедливы законы

$$E(k) \sim \varepsilon_1^{2/3} k^{-3}, \quad E_T(k) \sim \varepsilon_T \varepsilon_1^{-1/3} k^{-1}, \quad (5)$$

а вместо «закона четырех третей» Ричардсона будет справедлив закон $D_h \sim \varepsilon_1^{1/3} L^2$. Закон (5) для $E(k)$ нашел некоторое подтверждение в численных экспериментах по двумерной турбулентности и в статистике крупномасштабных атмосферных движений, но соответствующих данных по горизонтальной турбулентности в океане пока не появлялось.

8. ДВОЙНАЯ ДИФфуЗИЯ

Еще в 1956 г. Стоммел с соавторами ²⁹ обратил внимание на возможность развития конвекции в слое соленой воды с устойчивой стратификацией плотности, но противоположными по знаку вертикальными градиентами температуры и солености, благодаря «двойной диффузии», т. е. различию в коэффициентах диффузии тепла и соли в воде (для тепла коэффициент диффузии в морской воде в 100 раз больше, чем для соли). Эта идея, развитая далее Стоммелом ³⁰, породила серию теоретических ³¹⁻³⁸ и лабораторных ³⁹⁻⁴⁷ исследований термохалинной конвекции.

В лабораторных экспериментах Тёрнера и Стоммела ³⁹⁻⁴⁰ установлено, что при расположении холодной и относительно пресной воды над теплой и соленой (более плотной) возникает *расслоение*, т. е. образуется

последовательность конвективных и ламинарных слоев, так как относительно быстрая диффузия тепла снизу вверх возбуждает на некоторых уровнях конвекцию, но проникновение последней вверх ограничивается сохраняющимися в ламинарных слоях из-за медленности диффузии соли устойчивым градиентом солёности. При этом наряду с конвективным вертикальным потоком тепла H возникает и конвективный поток соли F . Приведенные к безразмерной форме делением соответственно на $D_T (\delta T/h)$ и $D_s (\delta S/h)$ (где D_T, D_s — коэффициенты диффузии тепла и соли, δT и δS — вертикальные разности температуры и солёности, h — толщина слоя), эти потоки пропорциональны $(Ra)^{1/3}$, где $Ra = \alpha g h^3 \delta T / \nu \chi_T$ — число Рэлея (α — коэффициент термического расширения воды, g — ускорение силы тяжести, ν и χ_T — кинематические коэффициенты вязкости и теплопроводности) с коэффициентами пропорциональности, зависящими от отношения $\beta \delta S / \alpha \delta T$ вкладов солёности и температуры в вертикальную разность плотностей ($\beta = \rho^{-1} \partial \rho / \partial s$). Эксперименты показали, что отношение $\beta F / \alpha H$ изменений потенциальной энергии за счет переноса солей и тепла с ростом $\beta \delta S / \alpha \delta T$ сначала быстро падает, а при $\beta \delta S / \alpha \delta T > 2$ становится постоянным, приблизительно равным 0,15, т. е. 15% потенциальной энергии, освобождающейся при конвективном переносе тепла, затрачивается на подъем соли.

В экспериментах Тёрнера и Стерна^{41, 44} установлено, что при расположении теплой солёной воды над холодной и менее солёной (более плотной) развивается конвекция в форме узких и длинных вертикальных ячеек — «солёных пальцев», так как относительно быстрое горизонтальное выравнивание температурных аномалий при сохраняющихся из-за медленности диффузии соли аномалиях солёности порождает аномалии плотности. Эксперименты показали, что в этом случае отношение $\alpha H / \beta F$ мало зависит от параметра устойчивости $\alpha \delta T / \beta \delta s$ и приблизительно равно 0,56, т. е. более половины потенциальной энергии, освобождающейся при солёностной конвекции, затрачивается на перенос тепла — «солёные пальцы» оказываются эффективным механизмом вертикального переноса не только соли, но и тепла. Конвективные слои должны выглядеть на профилях температуры и солёности как вертикальные ступеньки. По приближенной теории Стерна³⁶ максимальная толщина ступенек оценивается формулой

$$h_m \approx \nu^2 (\chi_T \chi_s)^{-3/4} (g \beta \delta S / \partial z)^{-1/4},$$

откуда при $\nu = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$, $\chi_T = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$, $\chi_s = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$ и $\beta \partial S / \partial z \sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ получается $h_m \sim 20 \text{ м}$. Теория слоев с «солёными пальцами» еще нуждается в дальнейшем развитии.

9. НАБЛЮДЕНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ В ОКЕАНЕ

Если исходить из идеи двойной диффузии, в слоях океана с противоположными знаками вертикальных градиентов температуры и солёности можно ожидать существования микроструктуры, т. е. чередующихся ламинарных и конвективных слоев, отражающихся на профилях температуры и солёности в форме ступенек. Для их выявления океанологам, конечно, пришлось отказаться от традиции изображения гладких профилей температуры и солёности по измерениям в пробах воды с разных глубин при помощи так называемых *батометров* и применить малоинерционные непрерывно регистрирующие ТСГ-зонды (Температура — Солёность — Глубина). Их применение позволило во многих случаях обнаружить в океане ступенчатую микроструктуру⁴⁸⁻⁸³, которая затем оказалась практически повсеместным явлением.

Расслоение в условиях температурных инверсий (рост температуры с глубиной) было обнаружено в соленом антарктическом озере Ванда под льдом Рагоцким и Лайкенсом⁴⁸ и Хором⁵⁰ (несколько ступенек толщиной 1—1,5 м); над ямами с горячей соленой водой на дне Красного моря — Сволоу и Крисом⁴⁹ (однородные слои толщиной по 70—150 м на глубинах 1900—2100 м) и Краузе и Цигенбеимом⁵¹ (однородные слои толщиной 20—40 м на тех же глубинах); над теплыми и солеными красноморскими водами в Аденском заливе — Зидлером⁵⁸ (ступеньки толщиной порядка

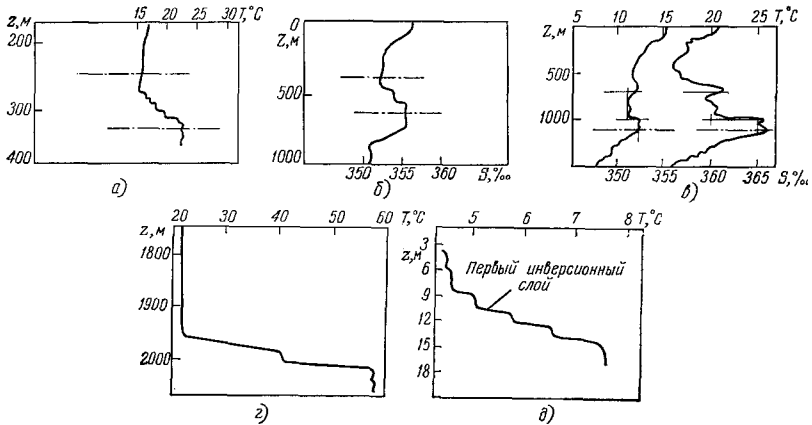


Рис. 8. Примеры ступенчатой термохалинной структуры температурных инверсий: а) станция «Метеора» № 49 в Аденском заливе⁵⁸; б) станция «Метеора» № 130 у Сомалийского побережья⁵⁹; в) станция «Метеора» № 52 в восточной Атлантике⁶⁰; г) станция «Метеора» № 384 в Красном море⁵¹; д) озеро Ванда в Антарктиде⁵⁰.

10 м на глубинах 250—320 м) и вдоль Сомалийского побережья — Краузе⁵⁹ (однородные слои с толщинами порядка 100 м на глубинах 300—600 м); над средиземноморскими водами в восточной Атлантике — Зидлером⁶⁰ (однородные слои толщиной 100—200 м на глубинах 500—1000 м). Эти данные просуммированы Федоровым^{64, 72}; на рис. 8 приводятся заимствованные из работы⁷² примеры.

Ступенчатая микроструктура при стратификации, отвечающей условиям образования «соленых пальцев» (убывание температуры и солёности с глубиной), была обнаружена в главном термоклине Саргассова моря около Бермудских островов Купером и Стоммелом⁵⁵ (многочисленные однородные слои толщиной 3—5 м, разделяемые ламинарными слоями толщиной 10—15 м с перепадами температуры 0,3—0,5 °С и солёности 0,04—0,1‰ и прослеживаемые по горизонтали на 400—1000 м); под средиземноморскими водами в восточной Атлантике — Тэйтом и Хау^{56, 73}, Пингри⁶⁶ и Ценком⁷¹ (в работе⁵⁶ — до 9 ступенек толщиной 15—30 м с перепадами температуры между ними порядка 0,25 °С и солёности 0,04‰ на глубинах 1280—1500 м — см. пример на рис. 9; в работе⁷¹ — в среднем по 7,6 ступенек толщиной 21,6 м с перепадами температуры 0,37 °С и солёности 0,069‰ на глубинах 1300—1545 м; см. пример на рис. 10); в северном пассатном течении в Атлантике — Федоровым^{79—82} (немногочисленные ступеньки толщиной 15—30 м с перепадами температуры 0,36—0,65 °С и солёности 0,07—0,14‰ на глубинах 250—350 м; см. пример на рис. 11). Эти данные просуммированы в работе⁸²; заметим, что параметр устойчивости $\alpha\delta T/\beta\delta S$ в слоях со ступеньками варьировал здесь всего в пределах 1,30—1,55.

Вудз^{52, 61-63} наблюдал весьма тонкослойную микроструктуру в сезонном термоклине Средиземного моря методом подводного кинематографирования подкрашенных слоев. Назмис⁷⁰ регистрировал микроструктуру в верхнем слое океана датчиком на буксируемой за судном циклически

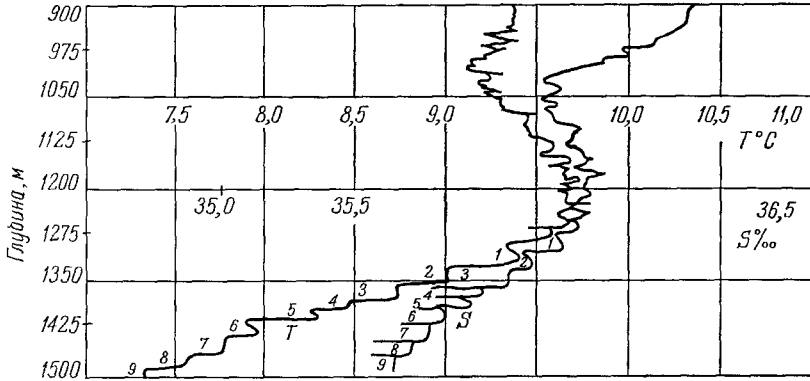


Рис. 9. Ступенчатая микроструктура под средиземноморскими водами в Атлантике на станции «Дискавери» № 15 (по⁵⁶).

ныряющей гондоле. Поскольку при опускании ТСГ-зонда на кабеле с борта судна из-за качки возникают некоторые искажения регистраций микроструктуры, Вудз^{69, 74-75} и Кокс, Нагата и Осборн⁶⁵ применили для наблюдений микроструктуры свободно падающие малоинерционные ТГ-зонды. На рис. 12, а показан пример профилей вертикального градиента температуры $\partial T/\partial z$ на глубинах 400—600 м в 40 км к западу от Сан-Диего, полученных зондами⁶⁵ со скоростью падения 50 см/сек и постоянной времени 0,25 сек. На рис. 12, б приведен пространственный спектр $\partial T/\partial z$, построенный по записям зонда⁶⁵ со скоростью падения в интервале 3—15 см/сек и с постоянной времени 0,02 сек; хорошо видное здесь быстрое падение спектра при $k > 10^{-1}$ цикл/см показывает, что этот зонд регистрирует практически всю тонкую структуру температурного профиля.

Накапливающиеся данные показывают, что двойная диффузия далеко не всегда может быть ответственной за образование ступенчатой микроструктуры (и, по-видимому, относится лишь к некоторым специальным случаям).

Так, Симпсон и Вудз⁷⁴ зарегистрировали ступенчатую микроструктуру на профилях температуры в пресноводном озере Лох-Несс (см. примеры на рис. 13), где из-за отсутствия солёности механизм двойной диффузии действовать не может. В пятом рейсе судна АН СССР «Дмитрий Менделеев» в Тихом океане ступенчатая микроструктура была обнаружена в ряде случаев с устойчивой стратификацией и по температуре,

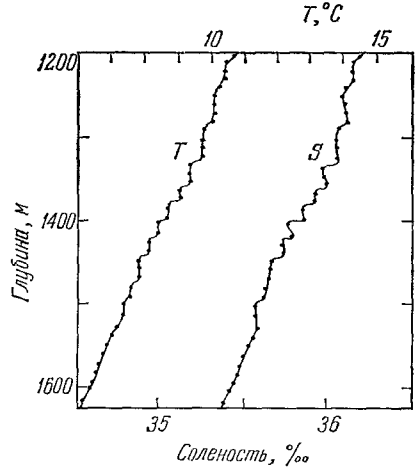


Рис. 10. Ступенчатая микроструктура под средиземноморскими водами в Атлантике на станции «Метеора» № 36 (по⁷¹).

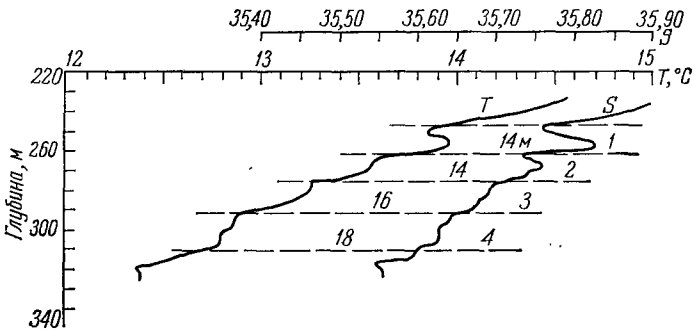


Рис. 11. Ступенчатая микроструктура в северном пассатном течении в Атлантике на станции «Академика Курчатова» № 603 (по ⁸¹).

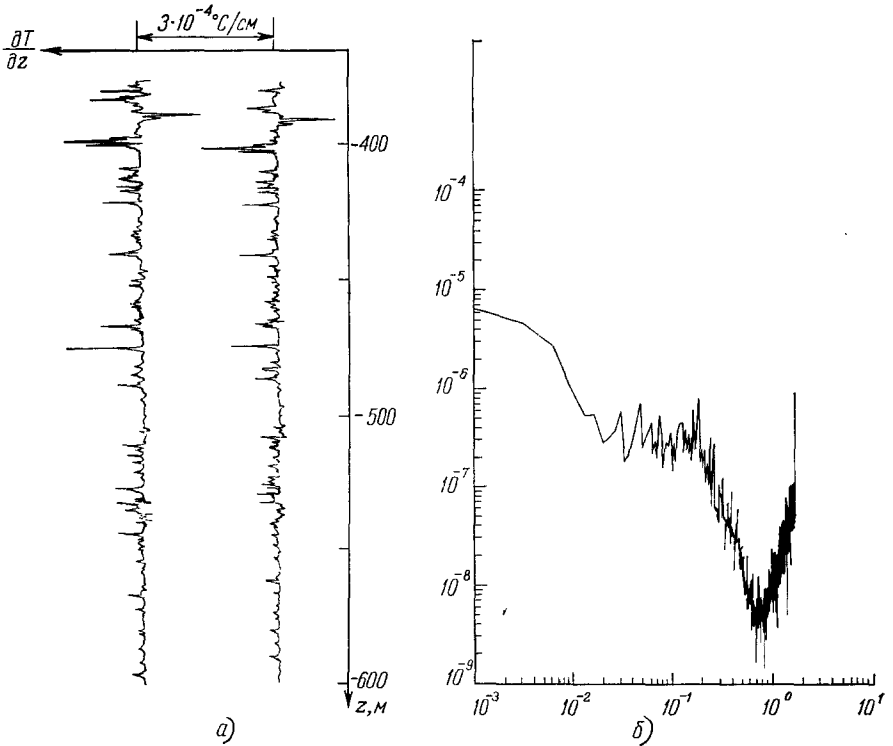


Рис. 12. а) Профили $\partial T/\partial z$ в ложбине Сан-Диего, записанные двумя ТГ-зондами ⁶⁵ на расстоянии 50 м друг от друга; б) пространственный спектр вертикального градиента температуры $\partial T/\partial z$ (по ⁶⁵; при $k > 10^{-1}$ цикл/см — электронный шум).

и по солености (см. пример на рис. 14), в которых этот механизм также недееспособен. Можно предположить, что в слоях с вертикальными градиентами температуры и скорости течения микроструктура образуется

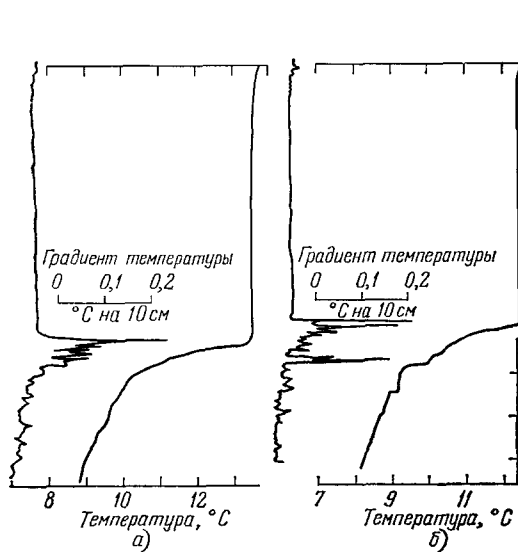


Рис. 13. Профили температуры $T(z)$ и градиента температуры $\partial T/\partial z$ в пресноводном озере Лох-Несс в теплой южной зоне (а) и в более холодной северной зоне озера (б) (по ⁷⁴).

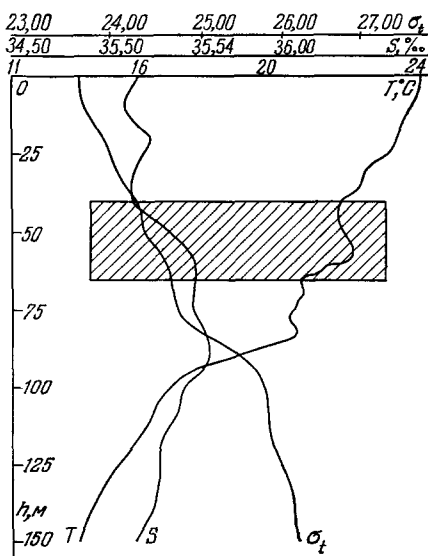


Рис. 14. Ступенчатая микроструктура при устойчивой стратификации и по температуре, и по солености на станции «Дмитрия Менделеева» № 378.

благодаря различию в коэффициентах молекулярной диффузии тепла и импульса (для импульса коэффициент диффузии в воде в семь раз больше, чем для тепла), но эта гипотеза теоретически еще не прорабатывалась.

10. БОКОВАЯ КОНВЕКЦИЯ

Третьей и, пожалуй, наиболее простой гипотезой о происхождении ступенчатой микроструктуры является «боковая конвекция», т. е. процесс выравнивания горизонтальных различий между соседними по-разному стратифицированными водными столбами путем квазигоризонтальных перемещений отдельных слоев или линз воды (из-за независимого меандрирования течений в разных слоях, например в результате бароклинной неустойчивости течений или нарушений их геострофического равновесия в верхних слоях океана перемежающихся ветровыми напряжениями на поверхности воды, или же из-за соскальзывания более тяжелых, чем соседние по горизонтали, слоев по наклонным изопикническим или, скорее, изоэнтропическим поверхностям с формированием более устойчивой стратификации, чем в исходных водных столбах).

Представление о боковой конвекции было выдвинуто Стоммелом и Федоровым ⁵³, предлагавшими объяснить происхождение температурной инверсии толщиной 10 м под 120-метровым верхним перемешанным слоем в Тиморском море соскальзыванием осолоненных испарением теплых вод с австралийского шельфа на расстояния по горизонтали в сотни миль. Сходное объяснение для слоев арктических вод в северной Атлантике предлагал Купер ⁵⁴. Идея боковой конвекции была подтверждена лабораторными экспериментами Торпа, Хатта и Саулзби ⁸⁴ и Губина и Хазие-

ва ⁸⁵. В работе ⁷⁷ Федоров применил ее для объяснения формирования инверсий на глубине 45—50 м в Атлантике на станциях «Кроуфорда» № 308 и «Атлантика» № 5806, а в работе ⁷⁸ — для прослеживания тонкого слоя пониженной солености

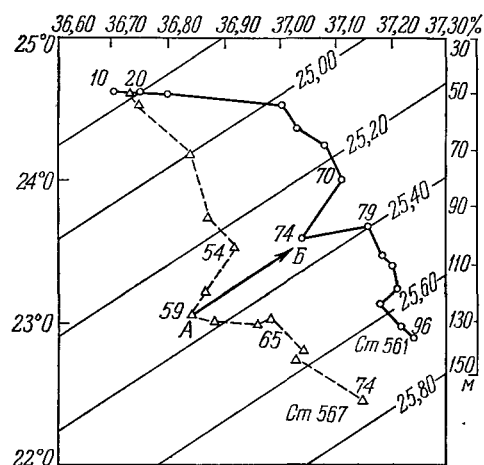


Рис. 15. $T - S$ -кривые на станциях «Академика Курчатова» № 567 (штриховая кривая) и № 561 (сплошная кривая) со слоями пониженной солености А и В на одной и той же изопикне (по ⁷⁸).

и менее, неплохо коррелирующие с неоднородностями температуры и солености воды, так что разные квазиоднородные слои, по-видимому, действительно движутся с разными и по величине, и по направлению горизонтальными скоростями. Теория такого независимого движения разных слоев еще ждет своего развития.

11. ОБРАЗОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПРИ ПОТЕРЕ УСТОЙЧИВОСТИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Четвертую гипотезу о происхождении квазиоднородных слоев (вертикальных ступенек на профилях температуры и солености) предлагает теория Бретертона ⁸⁶ и Орланского и Брайена ⁸⁷ об опрокидывании внутренних волн конечной амплитуды, приводящем к механическому перемешиванию некоторого слоя воды и последующей плотностной конвекции в нем. По работе ⁸⁷ (в которой, правда, рассматривается только термическая стратификация), внутренняя волна опрокидывается, когда орбитальная скорость на ее вершине превышает ее фазовую скорость; этот критерий приводится к виду $Ri \ll 1 + (k^2/m^2)$, где k и m — горизонтальное и вертикальное волновые числа.

Аналогичная идея, но в применении не к квазиоднородным слоям (которые здесь рассматриваются как заданные и ламинарные), а к тонкой структуре разделяющих их «простынь», развивается в серии работ Вудза с соавторами ^{52, 61-63, 67-69} и особенно в работе ⁷⁵ (см. также ее обсуждение в статье Федорова ⁸³). По этой идее, при прохождении по «простыне» внутренней волны в окрестностях ее гребней и ложбин градиенты скорости могут стать неустойчивыми (при $Ri < 1/4$), и «простыня» турбулизуется; вследствие вовлечения воды в турбулизованный слой он утолщается (в 4—5 раз), и когда Ri вырастает до значения около единицы, турбулентность в слое вырождается, а на его границах образуются две новые

слоя пониженной солености на глубине 75 м в северном пассатном течении в Атлантике на двух станциях «Академика Курчатова» № 561 и № 567 (рис. 15). Вудз и Уайли ⁷⁵ предлагают объяснять боковой конвекцией гравитационной или динамической природы образование квазиоднородных слоев толщиной в несколько метров (разделяемых «простынями» толщиной 10—20 см с резкими перепадами температуры, солености и скорости).

В 7-м рейсе судна «Дмитрий Менделеев» (январь—март 1972 г., в Индийском океане) гипотеза «боковой конвекции» получила первое прямое подтверждение в измерениях мезоструктуры поля скорости течений, обнаруживших в этом поле вертикальные неоднородности с масштабами до 5—10 м

«простыни». Повторения такого процесса создают целые ансамбли «простынь». Действие этого механизма Вудз ⁶¹ иллюстрирует примерами подводной киносъемки процессов потери устойчивости пакетов крутых внутренних волн с длинами порядка 5 м, периодами в несколько минут и фазовыми скоростями в несколько см/сек на искусственно подкрашенных «простынях» толщиной в несколько сантиметров в термоклине Средиземного

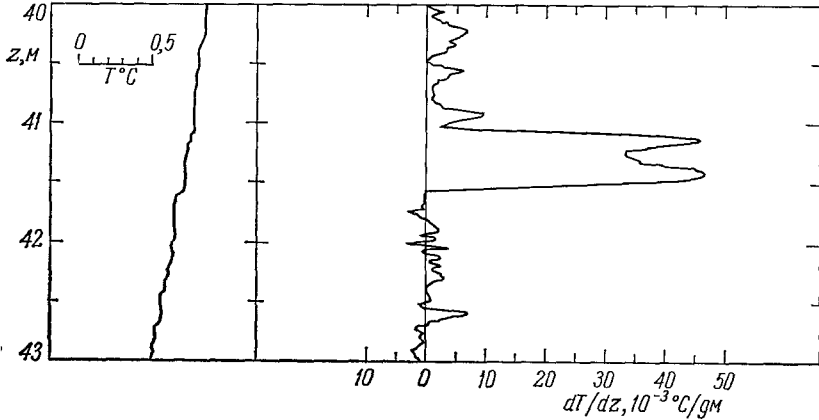


Рис. 16. Пример раздвоенной «простыни» (по ⁷⁵).

моря. Подтверждения процессов раздвоения «простынь» получены Вудзом и Уайли ⁷⁵ с помощью свободно падающего (со скоростью 5 см/сек) ТГ-зонда с постоянной времени 0,06 сек. На рис. 16 приводится один из их примеров раздвоенной «простыни», на рис. 17 — пример ансамбля «простынь».

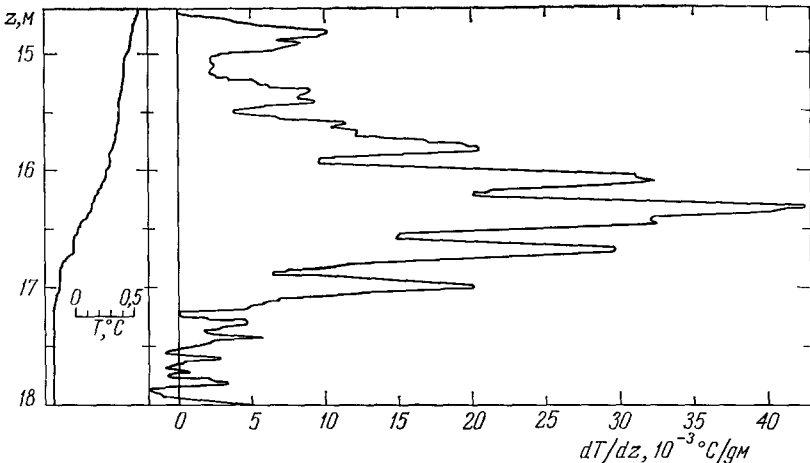


Рис. 17. Пример ансамбля «простынь» (по ⁷⁵).

Метеорологи уже давно подозревали, что в устойчиво стратифицированной среде турбулентность может развиваться лишь в форме отдельных слоев или «блинов», создающих ступеньки на профилях температуры (см. ⁸⁸). Представления, аналогичные идеям Вудза, в применении к «турбулентности ясного неба» развиты Ладлэмом ⁸⁹ и подтверждаются рядом измерений (прежде всего радарных), просуммированных в работе ⁷⁵ и в статье Филлипса ⁹⁰.

12. СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ В ПРИСУТСТВИИ МИКРОСТРУКТУРЫ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Если в отсутствие внутренних волн вертикальный профиль температуры (или другой гидродинамической характеристики) на определенной станции в океане описывается в некотором слое около фиксированной глубины z_1 функцией $T(z) = (z - z_1) \Gamma + \vartheta(z)$, где Γ — средний вертикальный градиент температуры, а $\vartheta(z)$ описывает микроструктуру (при наличии турбулентности ϑ и T могут зависеть также от времени t), то при появлении внутренних волн, характеризуемых в рассматриваемом слое вертикальными смещениями $\zeta(t)$, датчик на глубине z_1 будет регистрировать флуктуации

$$\Theta(t) = T[z_1 - \zeta(t)] = \Gamma \zeta(t) + \vartheta[z_1 - \zeta(t)],$$

зависящие как от внутренних волн, так и от микроструктуры. Аппроксимируя флуктуации $\Theta(t)$ последовательностью случайных некоррелированных скачков $\delta\Theta$, Филлипс⁹⁰ получил для них спектр

$$E(\omega) = \left(\frac{\omega_0 \overline{(\delta\Theta)^2}}{2\pi} \right) \omega^{-2} \quad (6)$$

(где ω_0 — средняя частота скачков) в интервале частот $\tau_l^{-1} \ll \omega \ll \tau_s^{-1}$, где τ_l — средний интервал между скачками, τ_s — средняя ширина скачков. Спектр мелкомасштабной турбулентности, грубо говоря, просто прибавляется к (6). Рейд⁹¹ подтвердил (6) в частном случае двуслойной модели с гауссовскими смещениями $\zeta(t)$. Более детальный общий расчет провели Гаррет и Манк⁹², рассматривавшие $\zeta(t)$ и $\vartheta(z)$ как стационарные случайные процессы ($\zeta(t)$ — гауссовский) с корреляционными функциями $B_{\zeta\zeta}(\tau)$ и $B_{\vartheta\vartheta}(\zeta)$ и считавшие $\zeta(t)$ и $\vartheta[z - \zeta(t)]$ некоррелированными, так что корреляционная функция флуктуаций $\Theta(t)$ имела вид

$$\Gamma^2 B_{\zeta\zeta}(\tau) + \langle B_{\vartheta\vartheta}(\zeta_1 - \zeta_2) \rangle,$$

где угловые скобки означают осреднение по распределению вероятностей для $\zeta_1 = \zeta(t)$ и $\zeta_2 = \zeta(t + \tau)$. Расчет проводился в предположении, что типичный масштаб микроструктуры мал по сравнению с типичной высотой Z внутренних волн. Для вклада микроструктуры в спектр флуктуаций $\Theta(t)$ получилась формула

$$E(\omega) = (2/\pi)^{1/2} (SZ/\omega^2) \int_0^{\infty} e^{-x} F(\omega/SZ \sqrt{2x}) dx,$$

где $F(x)$ — спектр градиента микроструктуры $\partial\vartheta/\partial z$, а S — некоторая типичная частота внутренних волн (S^{-1} — их тейлоров масштаб времени). Отсюда, например, при постоянном в интервале $k_l \leq k \leq k_s$ и равном нулю вне его спектре $F(k)$ получается формула Филлипса (6), причем на высоких частотах вклад микроструктуры в спектр $\Theta(t)$ оказывается больше вклада внутренних волн. Когерентность между флуктуациями $\Theta(t)$ на двух уровнях даже в случае полной когерентности внутренних волн оказывается затухающей с расстоянием и частотой (постоянной на расстоянии, обратно пропорциональном частоте).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. Ф. В о w d e n, сборник «Oceanography and Marine Biology Annual Review», v. 2, L., Allen and Unwin, 1964.
2. О. М. Ф и л л и п с, Динамика верхнего слоя океана, М., «Мир», 1969, гл. 6.
3. А. С. М о н и н, Изв. АН СССР (Физика атмосферы и океана) 5, 218 (1969).
4. А. Ю. Б е н и л о в, *ibid.*, стр. 513.
5. А. С. М о н и н, Океанология 10, 240 (1970).
6. К. Ф. В о w d e n, R. A. W h i t e, Geophys. J. (RAS) 12, 33 (1966).
7. А. Ю. Б е н и л о в, Б. Н. Ф и л ю ш к и н, Изв. АН СССР (Физика атмосферы и океана) 6, 810 (1970).
8. А. М. Я г л о м, УМН 7 (5), 3 (1952).
9. А. С. М о н и н, А. М. Я г л о м, Статистическая гидромеханика, М., «Наука», ч. I, 1965, ч. II, 1967.
10. Н. L. G r a n t, R. W. S t e w a r t, A. M o i l l i e t, J. Fluid Mech. 12, 241 (1962).
11. R. W. S t e w a r t, H. L. G r a n t, J. Geophys. Res. 67, 3177 (1962).
12. Н. L. G r a n t, A. M o i l l i e t, J. Fluid Mech. 13, 237 (1962).
13. P. W. N a s m y t h, Symposium on Physical Variability in the North Atlantic. Intern. Council Explor. Seas, Reprint No. 6, Dublin, 1969.
14. G. K. B a t c h e l o r, J. Fluid Mech. 5, 113 (1959).
15. Н. L. G r a n t, B. A. H u g h e s, W. M. V o g e l, *ibid.* 34, 423 (1968).
16. А. С. М о н и н, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 397 (1962).
17. Н. L. G r a n t, A. M o i l l i e t, W. M. V o g e l, J. Fluid Mech. 34, 443 (1968).
18. А. С. М о н и н, В. Г. Н е й м а н, Б. Н. Ф и л ю ш к и н, ДАН СССР 191, 1277 (1970).
19. А. С. М о н и н, *ibid.* 198, 1038 (1970).
20. W. M u n k, M. W i m b u s h, сборник «The Sea. Ideas and Observations on Progress in the Study of the Seas», v. 4, pt. 1, N.Y., Wiley-Interscience, 1970.
21. А. С. М о н и н, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 327 (1956).
22. Р. В. О з м и д о в, Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане, М., «Наука», 1968.
23. В. Н. И в а н о в, А. С. М о н и н, В. Т. П а к а, ДАН СССР 183, 1304 (1968).
24. А. О к у б о, Р. В. О з м и д о в, Изв. АН СССР (Физика атмосферы и океана) 6, 534 (1970).
25. Р. В. О з м и д о в, В. К. А с т о к, А. Н. Г е з е н ц в е й, М. К. Ю х а т, *ibid.* 7, 963 (1971).
26. А. С. М о н и н, Океанология 9, 76 (1969).
27. G. K. B a t c h e l o r, Phys. Fluids, Suppl. 11 (1969).
28. R. K r a i c h n a n, Phys. Fluids 10, 1417 (1967).
29. H. S t o m m e l, A. B. A g o n s, D. B l a n c h a r d, Deep Sea Res. 3, 152 (1956).
30. Г. С т о м м е л, Океанология 2, 206 (1962).
31. G. M. G r o v e s, Deep Sea Res. 5, 209 (1959).
32. M. E. S t e r n, Tellus 12, 172 (1960).
33. W a l i n, Tellus 16, 389 (1964).
34. G. V e r o n i s, J. Marine Res. 23, 1 (1965).
35. M. E. S t e r n, Deep Sea Res. 15, 245 (1968).
36. M. E. S t e r n, J. Fluid Mech. 35 (pt. 2), 209 (1969).
37. M. E. S t e r n, Deep Sea Res. Suppl. 16, 263 (1969).
38. O. M. P h i l l i p s, *ibid.* 17, 435 (1970).
39. J. S. T u r n e r, H. S t o m m e l, Proc. US Nat. Ac. Sci. 52, 49 (1964).
40. J. S. T u r n e r, Intern. J. Heat and Mass Transfer 8, 759 (1965).
41. J. S. T u r n e r, Deep Sea Res. 14, 599 (1967).
42. J. S. T u r n e r, E. B. K a r u s, Tellus 19, 88 (1967).
43. J. S. T u r n e r, J. Fluid Mech. 33 (pt. 1), 183 (1968).
44. M. E. S t e r n, J. S. T u r n e r, Deep Sea Res. 16, 497 (1969).
45. P. G. B a i n e s, J. S. T u r n e r, J. Fluid Mech. 37 (pt. 1) 51 (1969).
46. M. E. S t e r n, Tellus 22, 76 (1970).
47. T. G. S h i r t c l i f f e, J. S. T u r n e r, J. Fluid Mech. 41 (pt. 4), 412 (1964).
48. R. R a g o t z k i e, G. E. L i k e n s, Limnol. and Oceanogr. 9, 412 (1964).
49. J. S. S w a l l o w, J. C r e a s e, Nature 205 (1967), 164 (1965).
50. R. A. H o a r e, Nature 210 (5038), 787 (1966).
51. G. K r a u s e, J. Z e i g e n b e i n, сборник «Meteor Forschungsergeb.», Reihe A. H. 1, B., Gebrüder, Bornträger, 1966.
52. J. D. W o o d s, G. G. F o s b e r r y, Rept. Underwater Ass. (Malta, 1966-7) 2, 5 (1966).
53. H. S t o m m e l, K. N. F e d o r o v, Tellus 19, 306 (1967).
54. L. H. N. C o o p e r, сборник 1, v. 5, 1967.
55. L. H. N. C o o p e r, H. S t o m m e l, J. Geophys. Res. 73, 5849 (1968).

56. R. I. Tait, M. R. Howe, *Deep Sea Res.* **15**, 275 (1968).
 57. R. A. Hoare, *J. Geophys. Res.* **73**, 607 (1968).
 58. G. Siedler, см.⁵¹, А. Н. 4, 1968.
 59. G. Krause, *ibid.*, S. 77.
 60. G. Siedler, *Kieler Meeresforsch.* **24** (2), 59 (1968).
 61. J. D. Woods, *J. Fluid Mech.* **32** (pt. 4), 791 (1968).
 62. J. D. Woods, *Meteor Mag.* **97** (1148), 65 (1968).
 63. J. D. Woods, *Deutsche Hydr. Zs.* **21** (3), 106 (1969).
 64. К. Н. Федоров, *Океанология* **9**, 106 (1969).
 65. C. Cox, Y. Nagata, T. Osborn, *Bull. Japan Soc. Fish. Oceanogr.*, Spec. Number (Prof. Uda's Commem. Pap.), 67 (1969).
 66. R. D. Pingree, *Deep Sea Res.* **16**, 275 (1969).
 67. J. D. Woods, *Radio Sci.* **4**, 1289 (1969).
 68. J. D. Woods, *ibid.*, p. 1365.
 69. J. D. Woods, *Underwater Sci. and Techn.* **1** (1), 6 (1969).
 70. P. W. Nasmyth, сборник¹³.
 71. W. Zenk, *Deep Sea Res.* **17**, 627 (1970).
 72. К. Н. Федоров, *Изв. АН СССР (Физика атмосферы и океана)* **6**, 1178 (1970).
 73. M. R. Howe, R. I. Tait, *Deep Sea Res.* **17**, 963 (1970).
 74. H. H. Simpson, J. D. Woods, *Nature* **226** (5248), 832 (1970).
 75. J. D. Woods, R. L. Wiley, Preprint, 1971.
 76. К. Н. Федоров, *ДАН СССР* **198**, 822 (1971).
 77. К. Н. Федоров, *Океанология* **11**, 16 (1971).
 78. К. Н. Федоров, *ibid.*, стр. 994.
 79. Л. М. Бреховских, К. Н. Федоров, *Земля и Вселенная*, № 3, 6 (1971).
 80. Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францкевич, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский, *Изв. АН СССР (Физика атмосферы и океана)* **7**, 511 (1971).
 81. Л. М. Бреховских, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский, *ДАН СССР* **198**, 1434 (1971).
 82. К. Н. Федоров, *Изв. АН СССР (Физика атмосферы и океана)* **8**, 214 (1971).
 83. К. Н. Федоров, *Внутренние волны в океане*, Новосибирск, «Наука», 1972.
 84. S. A. Thorpe, P. K. Hutt, R. Soulsby, *J. Fluid Mech.* **38** (pt. 2), 375 (1969).
 85. В. Е. Губин, Н. Н. Хазиев, *Изв. АН СССР (Механика жидкости и газа)*, № 3, 166 (1970).
 86. F. R. Bretherton, *J. Roy. Meteor. Soc.* **95** (404), 213 (1969).
 87. I. Orlandsky, K. Bryan, *J. Geophys. Res.* **74**, 6975 (1969).
 88. А. С. Монин, сборник «Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн», М., «Наука», 1967.
 89. F. H. Ludlam, *J. Roy. Meteor. Soc.* **93** (398), 419 (1967).
 90. O. M. Phillips, *J. Phys. Oceanogr.* **1**, 1 (1971).
 91. R. O. Reid, *ibid.*, p. 61.
 92. C. Garrett, W. Munk, *J. Phys. Oceanogr.* **1** (3), 196 (1971).
-