

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР  
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
HYDROMETEOROLOGICAL INSTITUTE IN Leningrad

Transactions

Труды  
вып. 32

vol. 32

06  
778

# ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРОБЛЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА

INVESTIGATIONS  
ON THE OCEAN — ATMOSPHERE PROBLEM

Сборник 2

работ научно-исследовательского института взаимодействия океана  
и атмосферы

issue 2

of the papers of the air sea interaction institute

24443

**БИБЛИОТЕКА**  
Ленинградского  
Гидрометеорологического  
Института

ЛЕНИНГРАД  
1970

Сборник содержит результаты исследований взаимодействия океана и атмосферы, выполняемых в Ленинградском гидрометеорологическом институте. Статьи посвящены формированию процессов в реальных океанах и морях, изменению метеорологических и гидрологических условий и их прогнозу. Некоторые статьи имеют теоретическое и методическое содержание.

Сборник рассчитан на широкий круг океанологов, метеорологов и геофизиков, а также на преподавателей, аспирантов и студентов.

Научный редактор **В. В. Тимонов**

Ответственный редактор *О. А. Алекин*

2—9—6

Труды Ленинградского Гидрометеорологического института  
Исследования по проблеме океан — атмосфера

СБОРНИК 2

Работ научно-исследовательского института взаимодействия океана и атмосферы

Редактор *Б. И. Леонова*

---

М-13 525. Сдано в набор 21/V-1968 г. Подписано к печати 2/VII-1970 г. Формат бум. 70 × 108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бумага тип. № 3. Печ. л. 16. Уч.-изд. л. 19. Тираж 500. Заказ 2329. Цена 1 р. 84 к. Тем. план 1968 г.

---

Типография профессионально-технического училища № 4. Ленинград, 12-я Красноармейская ул., 27.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Часть первая. ФИЗИКА ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

#### Теория, эксперименты, методы расчета

	Стр.
<i>В. М. Радикевич.</i> Исследование некоторых характеристик взаимодействия пограничных слоев атмосферы и моря на основе новой теоретической модели	3
<i>А. С. Балуева, В. Н. Веретенников.</i> К теории нестационарных чисто дрейфовых течений в океане	16
<i>А. С. Балуева, В. Н. Веретенников.</i> К вопросу о расчете ветрового нагона	23
<i>В. А. Макаров.</i> О распространении длинной волны в канале переменной ширины	30
<i>Л. И. Борис.</i> О расчете внутренних приливных волн и связанных с ними течений в океане	33
<i>Б. А. Каган, А. В. Некрасов, Р. Э. Тамсалу.</i> Расчет приливных явлений в море с учетом горизонтального турбулентного трения	50
<i>А. В. Некрасов.</i> Использование соотношений между уровнем и его наклоном при анализе приливных колебаний	56
<i>А. Б. Мензин.</i> Об электрической аналоговой модели глубинной циркуляции	64

#### Формирование процессов в реальных океанах и морях

<b>В. В. Тимонов</b> . Очаги взаимодействия океана и атмосферы	69
<i>В. М. Радикевич.</i> Основные причины изменений сезонных величин турбулентного потока тепла и затрат тепла на испарение в Северной Атлантике	76
<i>И. П. Карпова.</i> К вопросу об устойчивости атмосферы над Северной Атлантикой	81
<i>Н. Л. Козутовский.</i> К обмену теплом и солями между верхним слоем и глубинными водами Северной Атлантики	85
<i>Б. И. Тюрков.</i> Расчетная схема изменений структуры деятельного слоя Охотского моря от сезона к сезону	94
<i>В. П. Хрол.</i> Метод расчета адвективных изменений толщины льда вдоль восточно-американского пути перемещения льдов	121

#### Изменение метеорологических и гидрологических условий, их прогноз

<i>Б. Б. Елекоев.</i> Об изменении длины планетарных волн при переходе от зональной циркуляции к меридиональной	138
<i>А. А. Гирс.</i> Учет развития макросиноптических процессов при изучении причин изменения фоновых характеристик гидросферы	145
<i>А. И. Савичев.</i> К вопросу о прогнозе барического поля над Северной Атлантикой в июле	169
<i>Е. И. Серяков, В. П. Карауловский.</i> Расчет вариаций месячных величин потерь тепла на испарение и теплообмена с атмосферой в Северной Атлантике	184
<i>Е. И. Серяков, А. И. Смирнова.</i> Связь составляющих теплового баланса Северной Атлантики с аномалиями температуры воды за характерные годы	193
<i>А. И. Смирнова.</i> Изменение теплосодержания деятельного слоя Северной Атлантики при разных типах атмосферной циркуляции	206
<i>И. П. Карпова.</i> О влиянии Исландского минимума атмосферного давления на течения Норвежского моря	221

#### Методы натурных исследований, приборы

<i>А. В. Проворкин, Г. Р. Рехтзамер.</i> Применение искусственных спутников Земли для океанологических исследований	230
<i>А. В. Проворкин, Г. Р. Рехтзамер.</i> О дешифрировании снимков льдов, полученных с метеорологических спутников Земли	239

### Часть вторая. ХИМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

<i>О. А. Алекин, Н. П. Моричева.</i> Расчет насыщенности карбонатом кальция воды Черного моря	250
---	-----

## CONTENTS

### Part first. PHYSICS OF THE OCEAN AND THE ATMOSPHERE

#### Theory, experiments, methods of calculation

	Pp.
<i>V. M. Radikevich</i> . Investigation of some characteristics of interaction between the atmosphere and sea boundary layers on the base of a new theoretical model	3
<i>A. S. Baluyeva, V. N. Veretennikov</i> . On the calculation of wind-induced surge	16
<i>A. S. Baluyeva, V. N. Veretennikov</i> . On the theory of non-stationary drift currents in the ocean	23
<i>V. A. Makarov</i> . On the propagation of a long wave in a channel with the variable cross-section	30
<i>L. I. Boris</i> . Calculation of internal waves and associated currents in the ocean	33
<i>B. A. Kagan, A. V. Nekrasov, R. E. Tamsalu</i> . Calculation of tidal phenomena in the sea taking into account the lateral turbulent friction	50
<i>A. V. Nekrasov</i> . Use of the relationships between the sea-level and its slope at the tidal oscillation analysis	56
<i>A. B. Menzin</i> . Electrical analogue model of the deep circulation	64

#### Formation of real ocean and sea processes

<span style="border: 1px solid black; padding: 2px;"><i>V. V. Timonov</i></span> . Centers of ocean.—atmosphere interaction	69
<i>V. M. Radikevich</i> . Main causes of variations of seasonal values of turbulent heat flux and evaporation heat loss in the North Atlantic	76
<i>I. P. Karpova</i> . On the atmosphere stability over the North Atlantic	81
<i>N. L. Kogutovskv</i> . Heat and salt exchange between the upper and deep layers in the North Atlantic	85
<i>B. I. Tjuriakov</i> . Calculated pattern of the changes of the structure of the Okhotsk Sea from season to season	94
<i>V. P. Khrol</i> . Methods of calculation of the advective variation of the thickness of the ice along the East American ice travel path	121

#### Variation of meteorological and hydrological conditions and their forecast

<i>B. B. Elekoyev</i> . Change of the planetary waves length during the transition from the zonal to meridional circulation	138
<i>A. A. Girs</i> . Use of the data of the development of the macrosynoptic processes in studying causes of background hydrosphere characteristics variations	145
<i>A. I. Savichev</i> . The forecast of the atmosphere pressure field over the North Atlantic in July	169
<i>E. I. Seryakov, V. P. Karaulovsky</i> . Calculation of variations of the month values of evaporation heat loss and the sea—air heat exchange in the North Atlantic	184
<i>E. I. Seryakov, A. I. Smirnova</i> . Relation between heat balance components and water temperature anomalies for the characteristic years in the North Atlantic	193
<i>A. I. Smirnova</i> . Variation of the active layer heat content in the North Atlantic in various types of the atmospheric circulation	206
<i>I. P. Karpova</i> . Influence of the Icelandic depression on the currents of the Norwegian Sea	221

#### Methods of natural investigations. Apparatus

<i>A. V. Provorkin, G. R. Rekhzamer</i> . Use of satellites for oceanological investigations	230
<i>A. V. Provorkin, G. R. Rekhzamer</i> . Decoding of ice photographs made by means of meteorological satellites	239

### Part second. CHEMICAL SEA-AIR INTERACTION

<i>O. A. Alekii</i> , <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;"><i>N. P. Moricheva</i></span> . Calculation of the saturation of calcium carbonate in the water of the Black Sea	250
---	-----

## О РАСЧЕТЕ ВНУТРЕННИХ ПРИЛИВНЫХ ВОЛН И СВЯЗАННЫХ С НИМИ ТЕЧЕНИЙ В ОКЕАНЕ

*Л. И. Борис*

До настоящего времени наиболее совершенным теоретическим методом расчета характеристик внутренних волн является метод, предложенный Фьельдстадом [1]. Основное преимущество этого метода заключается в том, что метод использует реальное распределение плотности по глубине. Практическое применение метода Фьельдстада осуществлялось как автором, так и другими исследователями [2—5]. При этом сравнение расчетных и наблюдаемых значений дало хорошие или удовлетворительные результаты. Однако указанные расчеты проводились только для морей. В последние годы Вапняр [6—8] рассчитывал внутренние волны в океане, используя метод Фьельдстада с некоторыми упрощениями. Так, например, при расчетах реальное распределение плотности в океане заменялось идеализированной кривой, состоящей из трех отрезков, на протяжении каждого отрезка градиент плотности считался постоянным, или реальное распределение плотности учитывалось только до 200—300 м, в нижних слоях градиент плотности принимался постоянным. Несомненно, такие упрощения снижали точность решения задачи. Если учесть, что Вапняр объясняет введение этих упрощений трудоемкостью задачи, то при современных возможностях использования электронных быстродействующих машин представляется нецелесообразным так упрощать метод.

В данной статье для расчета внутренних приливных волн и внутриволновых течений в океане применяется метод Фьельдстада в оригинале.

Использованные в работе наблюдения над температурой, соленостью и течениями были собраны УНС «Батайск» северо-восточнее Азорских островов. Наблюдения над указанными океанологическими элементами проводились на стандартных горизонтах в течение 7 суток (9—15 сентября 1965 г.).

Метод Фьельдстада, как и все методы, основанные на решении гидродинамических уравнений, имеет ряд обычных допущений. Укажем на некоторые из них. Предполагается, что внутренние волны представляют собой длинные поступательные волны, перемещающиеся в определенном направлении (в направлении максимальной скорости течения).

Конечное уравнение этого метода имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dz} \left( \rho \frac{dw}{dz} \right) - \lambda^2 \left( g \frac{d\rho}{dz} + \sigma^2 \rho \right) W = 0, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность;  $w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$  — вертикальная составляющая скорости;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\sigma = \frac{2\pi}{T}$ ;  $T$  — период волны.

Граничные условия решения уравнения (1) зависят от распределения плотности воды от поверхности до дна.

В случае, когда плотность меняется от поверхности до дна, граничные условия решения уравнения следующие:

$$\begin{aligned} w &= 0, & z &= h & (\text{на дне}) \\ w &= 0, & z &= 0 & (\text{на поверхности}). \end{aligned}$$

Если же плотность с некоторой глубины до дна не меняется, то в этом случае граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} h_1 \frac{dw}{dz} - w &= 0, & z &= h_1, \\ w &= 0, & z &= h & (\text{на поверхности}), \end{aligned}$$

где  $h$  — общая глубина;  $h_1$  — слой однородной по плотности воды.

Уравнение имеет бесчисленное множество решений. Они соответствуют внутренним волнам одного и того же периода с различными скоростями распространения. Обычно их называют волнами первого, второго и т. д. порядка.

Горизонтальная скорость связана с возвышением частицы над ее равновесным положением следующим соотношением:

$$\dot{u} = c \frac{d\zeta}{dz}.$$

Параметр  $\lambda$  связан со скоростью распространения волн  $c$ . Если пренебречь влиянием вращения Земли, то  $\lambda = \frac{1}{c}$ .

Следует указать, что метод Фьельдстада позволяет вычислить по градиенту плотности амплитуды внутренних волн и внутриволновых течений в относительных величинах. Только с привлечением наблюдений (гармонических постоянных) можно определить амплитуду и фазу в абсолютных величинах. Период волны необходимо задавать в расчет.

Однако указанные недостатки метода можно считать несущественными. В настоящее время, когда результаты спектрального анализа колебаний полей плотности и скорости убедительно показали наличие приливных периодов среди преобладающих периодов [9—11], появилась возможность с уверенностью задавать эти периоды в расчет. Другое условие — привлечение наблюдений — также выполнимо, так как наблюдения требуются только на некоторых горизонтах.

Нами проводились расчеты отдельно для каждых семи суток и для осредненного за эти сутки вертикального распределения плотности (рис. 1.). Все расчеты произведены на ЭВМ «Урал-2». Наибольшие трудности представляло определение параметра  $\lambda^2 g$ . Поскольку функция  $\rho(z)$  неизвестна, то для решения уравнения (1) приходится идти по пути приближенных вычислений. Фьельдстад предлагает задавать из наблюдений значения  $\phi$  для каждого горизонта. При этом рекомендуется воспользоваться формулами:

$$a = \int_0^h \sqrt{\phi} dx,$$

где

$$\varphi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z},$$

и

$$\lambda_n^2 g = n^2 \left(\frac{\pi}{a}\right)^2;$$

где  $n$  — порядковый номер волны.

Сначала параметр  $\lambda^2 g$  приближенно определялся по формуле Симпсона, затем он уточнялся при интегрировании уравнения (1) на элек-

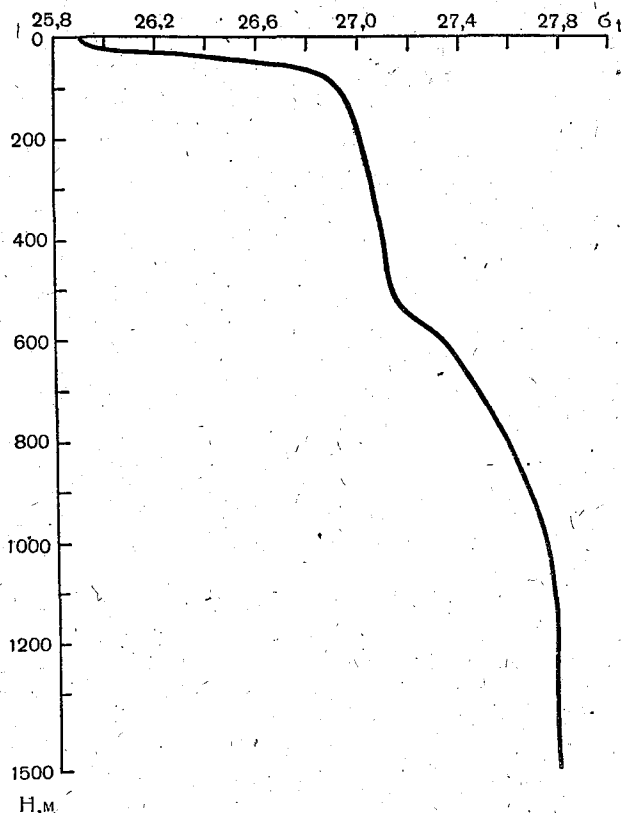


Рис. 1. Среднее вертикальное распределение плотности ( $\sigma_t$ ).

тронной машине. На подбор параметра  $\lambda^2 g$  уходило наибольшее количество машинного времени, для вычисления  $\omega$  и  $u$  для одних суток и для четырех волн уходило примерно 3—5 минут.

Как уже указывалось, уравнение, предложенное Фьельдстадом, имеет бесчисленное множество решений. В опубликованных работах приводятся результаты расчетов для волн различных порядков. Например, Дворкин [5] ограничился расчетом волны первого порядка, Вапняр [7] проводил расчеты для двух волн. Фьельдстад и Лек [1—4] указывают в своих работах на необходимость расчета четырех—пяти волн. Нами проводились расчеты для четырех и пяти волн. Сравнение этих расчетов с наблюдениями показало, что наилучшее совпадение расчетных и наблюдаемых значений получается для четырех волн (рис. 2 и 3).

Поскольку метод Фьельдстада дает расчетные значения  $w$  и  $u$  в относительных величинах, то для перехода от них к абсолютным ве-

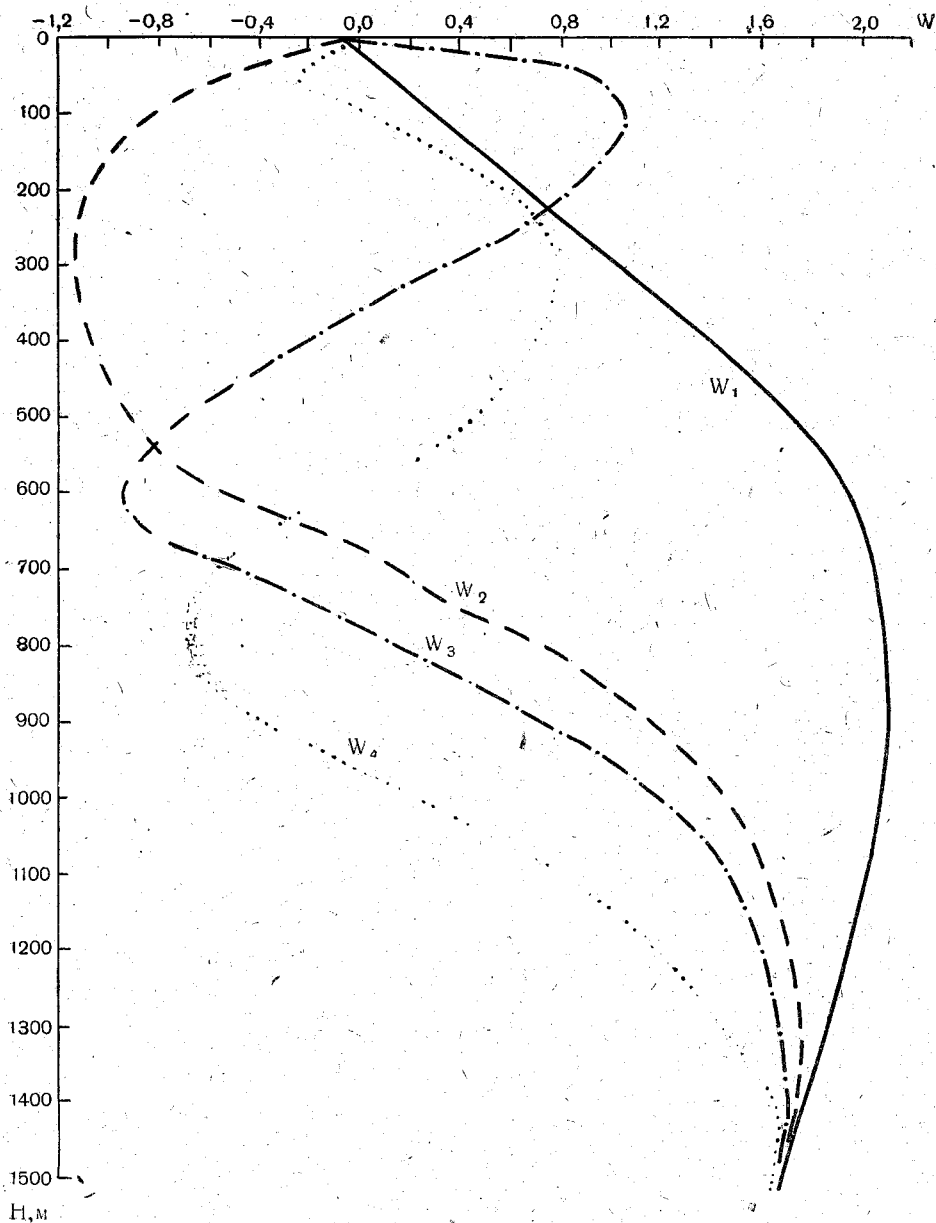


Рис. 2. Теоретическое вертикальное распределение  $w$  для четырех волн.

личинам привлекались наблюдения. Такой переход осуществляется с помощью способа наименьших квадратов

$$\begin{aligned}
 a_1 \Sigma \varphi w_1^2 + a_2 \Sigma \varphi w_1 w_2 + a_3 \Sigma \varphi w_1 w_3 + a_4 \Sigma \varphi w_1 w_4 &= \Sigma A \varphi w_1, \\
 a_1 \Sigma \varphi w_1 w_2 + a_2 \Sigma \varphi w_2^2 + a_3 \Sigma \varphi w_3 w_2 + a_4 \Sigma \varphi w_4 w_2 &= \Sigma A \varphi w_2, \\
 a_1 \Sigma \varphi w_1 w_3 + a_2 \Sigma \varphi w_2 w_3 + a_3 \Sigma \varphi w_3^2 + a_4 \Sigma \varphi w_4 w_3 &= \Sigma A \varphi w_3, \\
 a_1 \Sigma \varphi w_1 w_4 + a_2 \Sigma \varphi w_2 w_4 + a_3 \Sigma \varphi w_3 w_4 + a_4 \Sigma \varphi w_4^2 &= \Sigma A \varphi w_4,
 \end{aligned} \tag{2}$$



где  $a_1, a_2, a_3, a_4$  — искомые коэффициенты;  $A$  — задается из наблюдений:

$$R \cos(\sigma t - g) = A \cos \sigma t + B \sin \sigma t.$$

Аналогичная система уравнений решается для определения коэффициентов  $b_1, b_2, b_3, b_4$ .  $B$  — также задается из наблюдений.

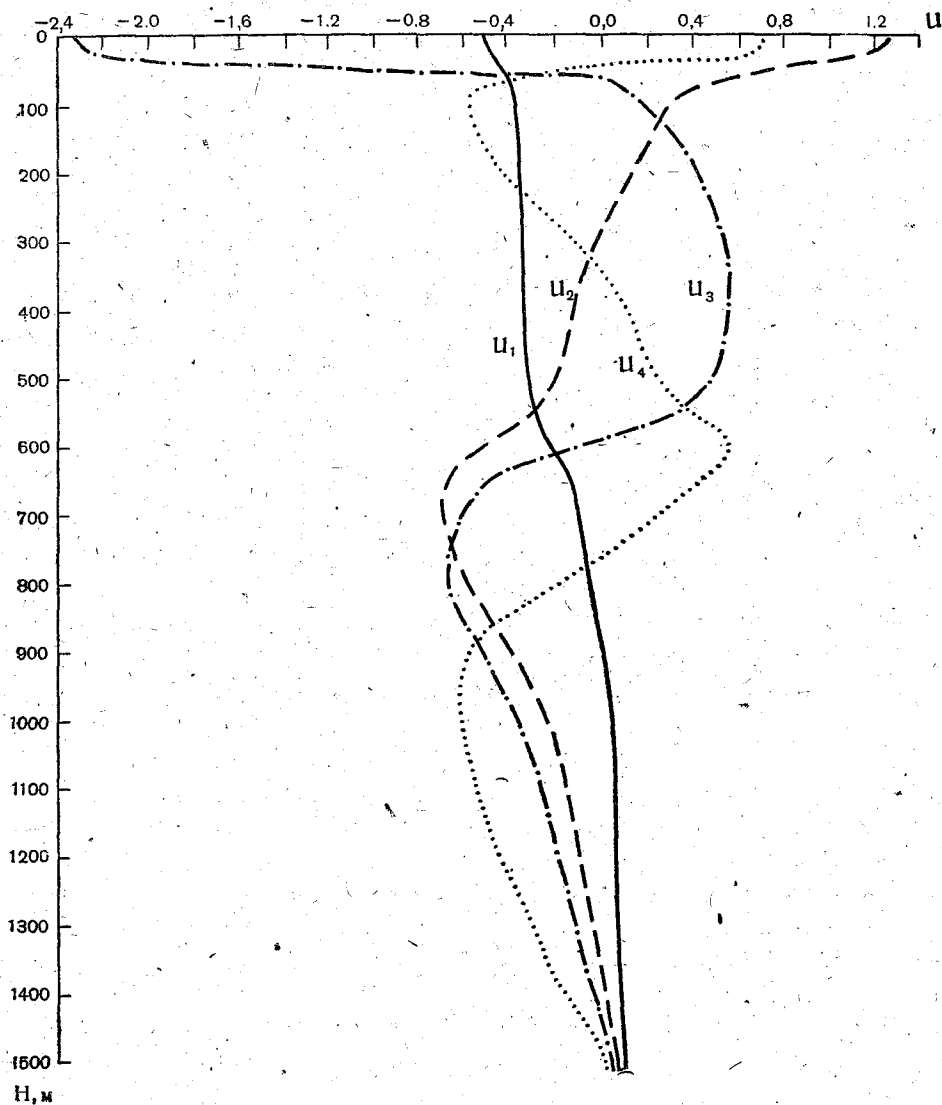


Рис. 3. Теоретическое вертикальное распределение  $u$  для четырех волн.

С помощью коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$  определяются расчетные величины  $A$  и  $B$  для каждого горизонта, например для горизонта 50 м:

$$A_{50} = a_1 w_1(50) + a_2 w_2(50) + a_3 w_3(50) + a_4 w_4(50),$$

$$B_{50} = b_1 w_1(50) + b_2 w_2(50) + b_3 w_3(50) + b_4 w_4(50).$$

По известным значениям  $A$  и  $B$  легко найти гармонические постоянные:

$$R = \sqrt{A^2 + B^2} \quad \text{и} \quad g = \arctg \frac{B}{A}.$$

В табл. 1—4 приведены результаты сравнения наблюдений и расчетов амплитуд и скоростей для четырех теоретических внутренних волн. Наблюдения были обработаны гармоническим анализом (за каждые сутки). Можно отметить в основном хорошее совпадение сравниваемых величин. Из наблюдений, приводимых в этих таблицах, не были исключены чисто приливные вертикальные и горизонтальные перемещения. Если обратиться к теоретическим расчетам приливных явлений в Север-

Таблица 1

Полусуточная волна 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, м		Фаза, град.	
	набл.	теор.	набл.	теор.
28	3,6	3,8	171	173
45	4,6	4,2	199	214
55	4,0	4,4	230	217
70	4,6	4,3	187	199
180	28,4	27,5	116	116
503	20,2	19,7	142	144

Таблица 2

Суточная волна, 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, м		Фаза, град.	
	набл.	теор.	набл.	теор.
28	3,3	3,2	197	186
45	4,8	3,5	119	142
55	5,2	4,4	159	141
70	4,7	6,5	167	160
180	35,3	34,5	196	199
503	26,9	26,8	189	188

Таблица 3

Полусуточная волна, 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, см/сек		Фаза, град.	
	набл.	теор.	набл.	теор.
50	13,1	8,6	154	147
57	9,3	9,2	276	232
100	10,4	11,4	238	244
400	7,6	7,1	183	221
500	9,2	5,7	204	201
750	9,7	10,5	80	112
1000	6,6	0,9	184	260

Таблица 4

Суточная волна, 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, см/сек		Фаза, град.	
	набл.	теор.	набл.	теор.
50	8,6	8,2	150	143
75	6,2	6,1	116	147
100	6,2	5,0	207	151
400	4,2	3,7	126	189
500	5,2	3,7	233	201
750	6,1	6,2	98	151
1000	4,5	4,5	90	129

ной Атлантике [12 и 13], то можно отметить весьма незначительные амплитуды приливных колебаний уровня по сравнению с амплитудами внутренних волн. В исследуемом районе скорости полусуточных и суточных чисто приливных течений достигают соответственно 4 см/сек и 1 см/сек. Представлялось целесообразным эти течения исключить из реальных (суммарных) течений. Полученные внутриволновые течения были заданы в решение системы (2) и результаты расчета в обоих случаях немного

Таблица 5

Полусуточная волна, 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, см/сек		Фаза, град.	
	набл.	теор.	набл.	теор.
50	12,5	5,8	194	210
75	9,9	9,0	293	236
100	10,0	9,8	230	243
400	8,0	7,8	180	226
500	8,7	5,6	245	204
750	10,3	9,6	99	125
1000	8,8	5,9	170	151

Таблица 6

Суточная волна, 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, см/сек		Фаза, град.	
	набл.	теор.	набл.	теор.
50	8,7	7,9	151	160
75	5,8	5,1	117	155
100	6,3	4,3	210	155
400	4,3	3,4	160	205
500	5,2	4,1	235	201
750	6,1	6,3	150	142
1000	4,5	4,0	88	89

улучшились по сравнению с предыдущими (см. табл. 5 и 6 и табл. 3 и 4). Поэтому в дальнейших расчетах для течений привлекались только внутриволновые течения (наблюденные).

В данной работе теоретические величины  $\omega$  и  $u$  вычислялись для горизонтов через 10 м от поверхности до глубины 200 м и для горизонтов через 40 м на нижних глубинах. Таким образом, было получено весьма подробное представление об изменчивости этих характеристик с глубиной. На рис. 4 и 5 приведены рассчитанные вертикальные распределения амплитуд и скоростей (в абсолютных величинах) для приливных волн. На этих же рисунках нанесены наблюдаемые величины. Как табл. 1—6, так и рис. 4 и 5 указывают на хорошее совпадение расчета и наблюдений. Разумеется, что по имеющимся наблюдениям (на семи горизонтах) нельзя получить такого подробного представления о вертикальной изменчивости характеристик внутренних волн, какое было получено по расчету. Все это говорит в пользу применения метода Фьельстада.

Рассмотрим расчетные полусуточные внутренние волны (рис. 4). Можно отметить изменения амплитуды внутренних волн по синусоидальному закону. Однако полученная синусоида не симметрична. Вертикальное распределение амплитуд тесно связано с изменением градиента

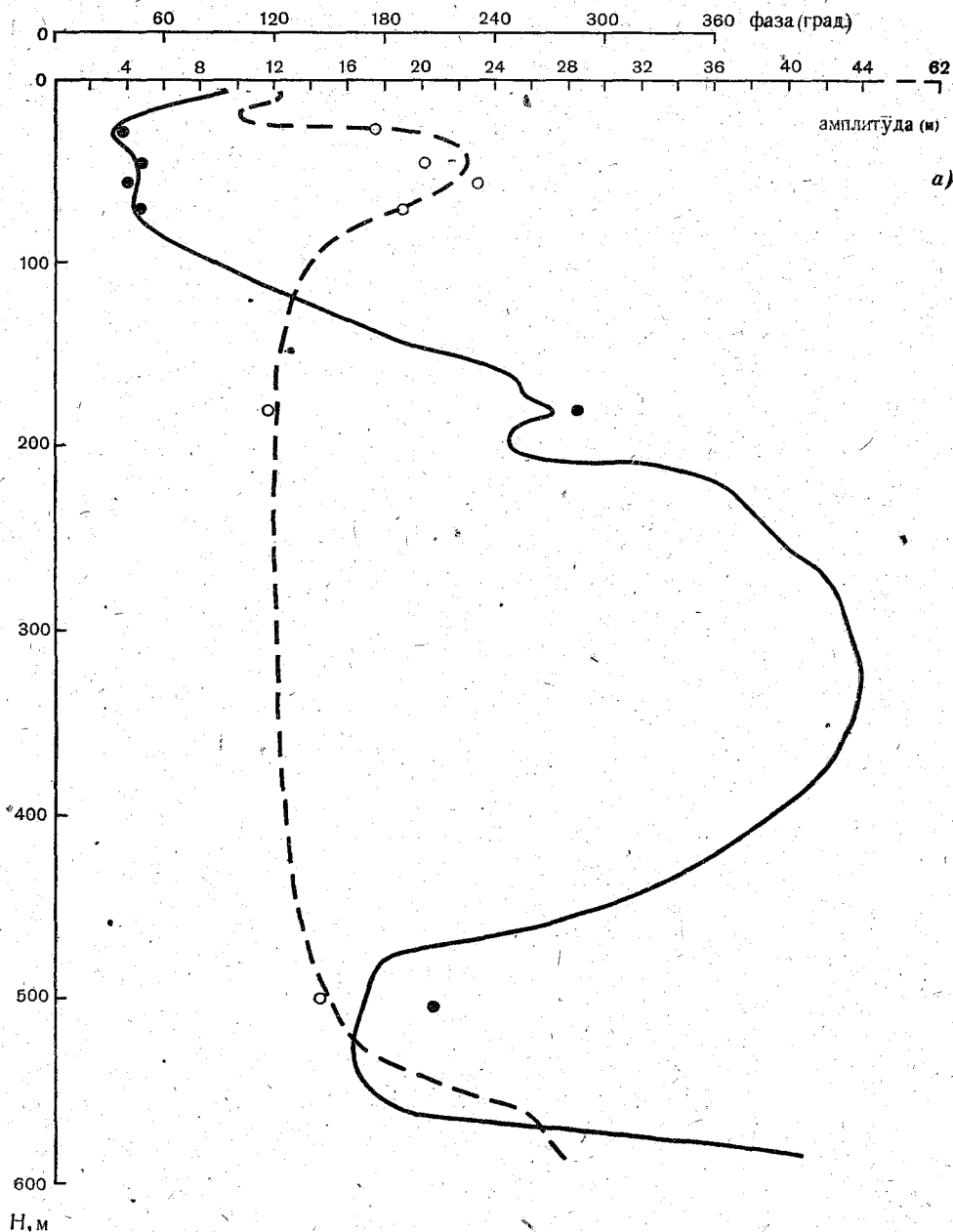
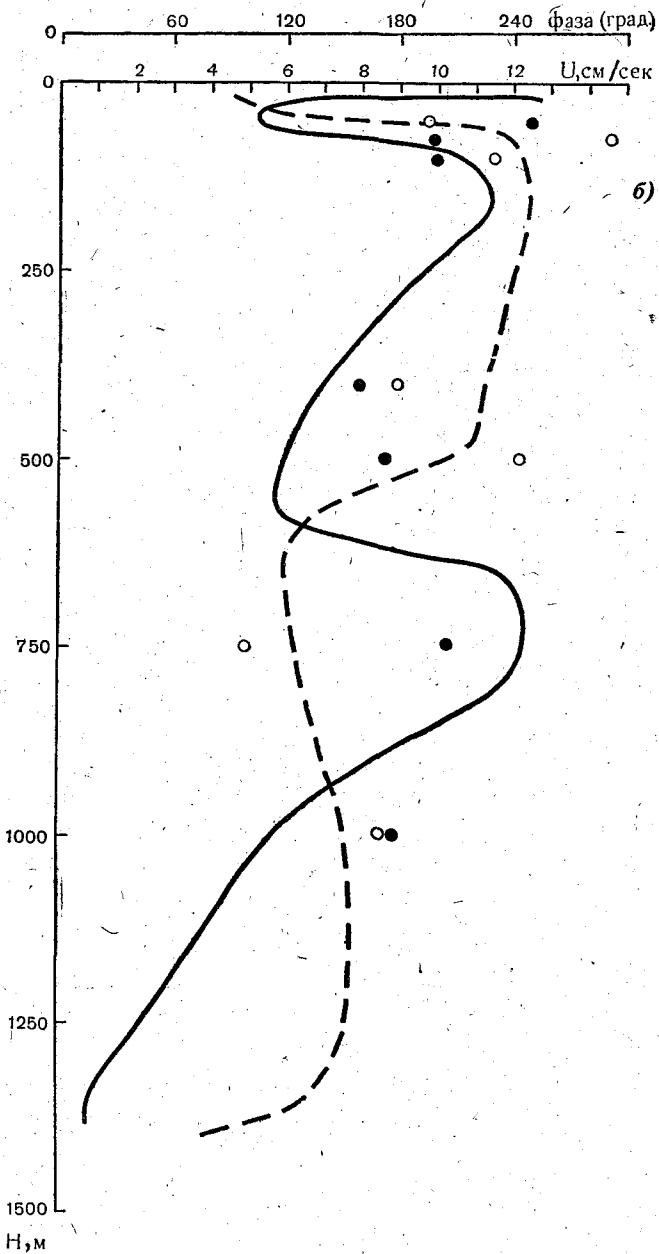


Рис. 4. Сравнение результатов расчета и наблюдений для полусуточной волны, Вер  
 Сплошная линия — расчетные амплитуды; зачерненный кружочек — наблюдаемая  
 чек — наблю.



тикальные перемещения (а): горизонтальные скорости (б).  
 амплитуда; пунктирная линия — расчетные фазы; пустой круж-  
 оид — фактические фазы.

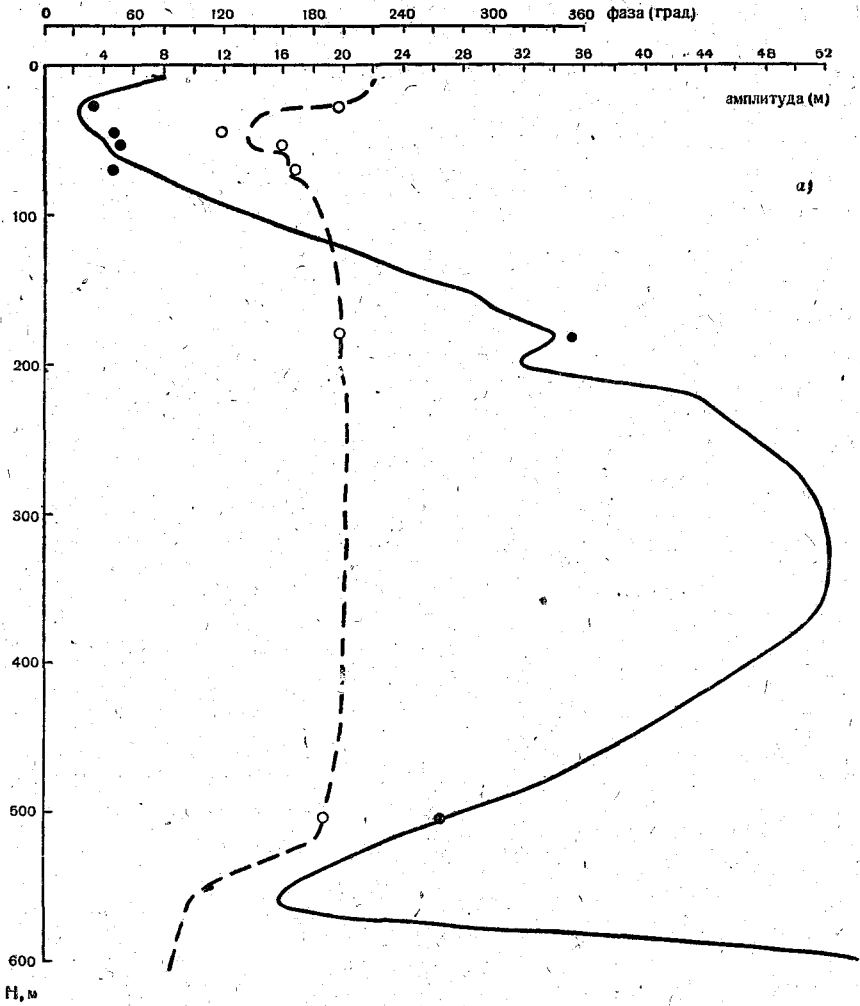
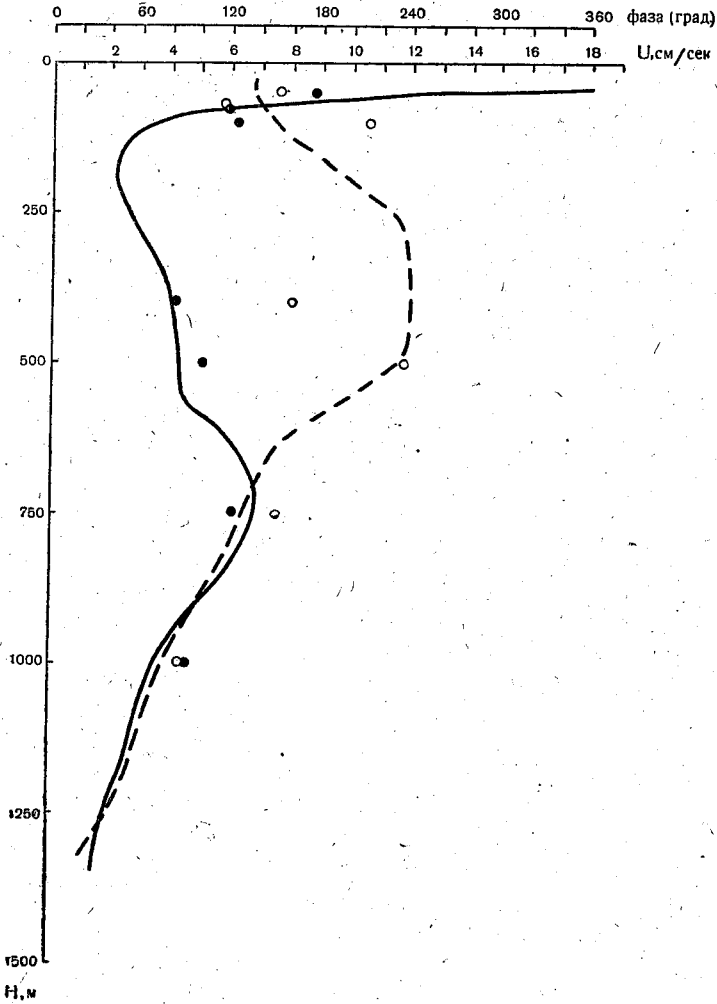


Рис. 5. Сравнение результатов расчета и наблюдений для суточной волны. Сплошная линия — расчетные амплитуды; зачерченный кружочек — наблю  
кружочек — наблю



Вертикальные перемещения (а); горизонтальные скорости (б).  
 денная амплитуда; пунктирная; линия — расчетные фазы; пустой  
 денная фаза.

плотности (см. рис. 1). Минимальные амплитуды (2—3 м) отмечаются в слоях с наибольшим градиентом плотности, максимальная амплитуда (44 м) — в слое с наименьшим градиентом плотности.

Таким образом количество максимумов и минимумов определяется количеством таких слоев. С глубины 600 м, где амплитуда внутренних волн достигает 50 м, отмечается резкий рост амплитуды и уже на глубине 750 м она достигает 200 м. С глубины 700 м величина амплитуды не может считаться реальной. Возможно, если бы на этих глубинах были заданы наблюдения, то результаты расчета были бы достоверными. Можно предположить, что на этих глубинах, где отмечается весьма малый градиент плотности, происходит разрушение внутренних волн. В этом случае по теории амплитуда уходит в бесконечность.

Фаза внутренних волн претерпевает изменения тоже в слое наибольшего градиента плотности. В нашем примере фаза внутренних волн в слоях, отделенных наибольшим градиентом плотности, отличается примерно на  $140^\circ$ .

Интересно отметить, что в поверхностных слоях и в слое 100—500 м фаза внутренних волн близка к фазе поверхностного прилива [12].

Указанные закономерности вертикальных распределений амплитуд и фаз внутренних полусуточных волн в основном характерны и для внутренних суточных волн (рис. 5).

Рассмотрим также рассчитанные внутриволновые полусуточные течения (см. рис. 4). Во-первых, можно отметить общую тенденцию к уменьшению скорости течения с глубиной. Если на поверхности скорость достигает 13 см/сек, то на глубине 1400 м она уменьшается до 1 см/сек. Однако необходимо учесть, что наблюдения у нас имелись только до 1000 м и поэтому скорость течения на глубине более 1000 м не подтверждены наблюдениями. Изменение скорости внутриволнового течения с глубиной, так же как изменение амплитуд внутренних волн, происходит по синусоидальному закону. Минимальные скорости внутриволновых течений соответствуют слоям наибольшего градиента плотности. В промежуточных слоях (между слоями скачка) скорость достигает максимального значения. Максимальная скорость расположена ближе к верхнему слою наибольшего градиента плотности.

Как уже отмечалось, скорость внутриволновых течений в исследуемом районе превышает скорость чисто приливного течения в 2—2,5 раза.

Вертикальное изменение фаз внутриволновых течений тоже тесно связано с вертикальным распределением плотности. В слое наибольшего градиента плотности фаза течений меняется на обратную. Причем, как видно из рис. 4, после первого такого слоя фаза течений увеличивается приблизительно на  $90^\circ$ , а ниже второго слоя скачка уменьшается приблизительно на  $90^\circ$  по сравнению с фазой в слое скачка.

Можно отметить еще, что в слое скачка фаза внутриволнового течения близка к фазе чисто приливного течения. Возможно, такое совпадение случайно. Может быть оно вызвано тем, что неполностью выделены чисто приливные течения из суммарных полусуточных течений. Однако, исходя из общего правильного распределения фаз течения по глубине (см. рис. 4), можно предположить, что такое совпадение и закономерно. Проверить эту закономерность можно только по результатам аналогичных расчетов внутриволновых течений для других районов океана.

Основные закономерности изменения внутриволновых полусуточных течений с глубиной характерны и для внутриволновых суточных течений.

Проведенный анализ вертикального распределения внутренних волн и внутриволновых течений позволил выявить некоторые закономерности, а также позволил подтвердить многие теоретические положения о вертикальной изменчивости амплитуд и скоростей.



По рассчитанным амплитудам внутренних волн были вычислены еще вертикальные составляющие скорости (рис. 6).

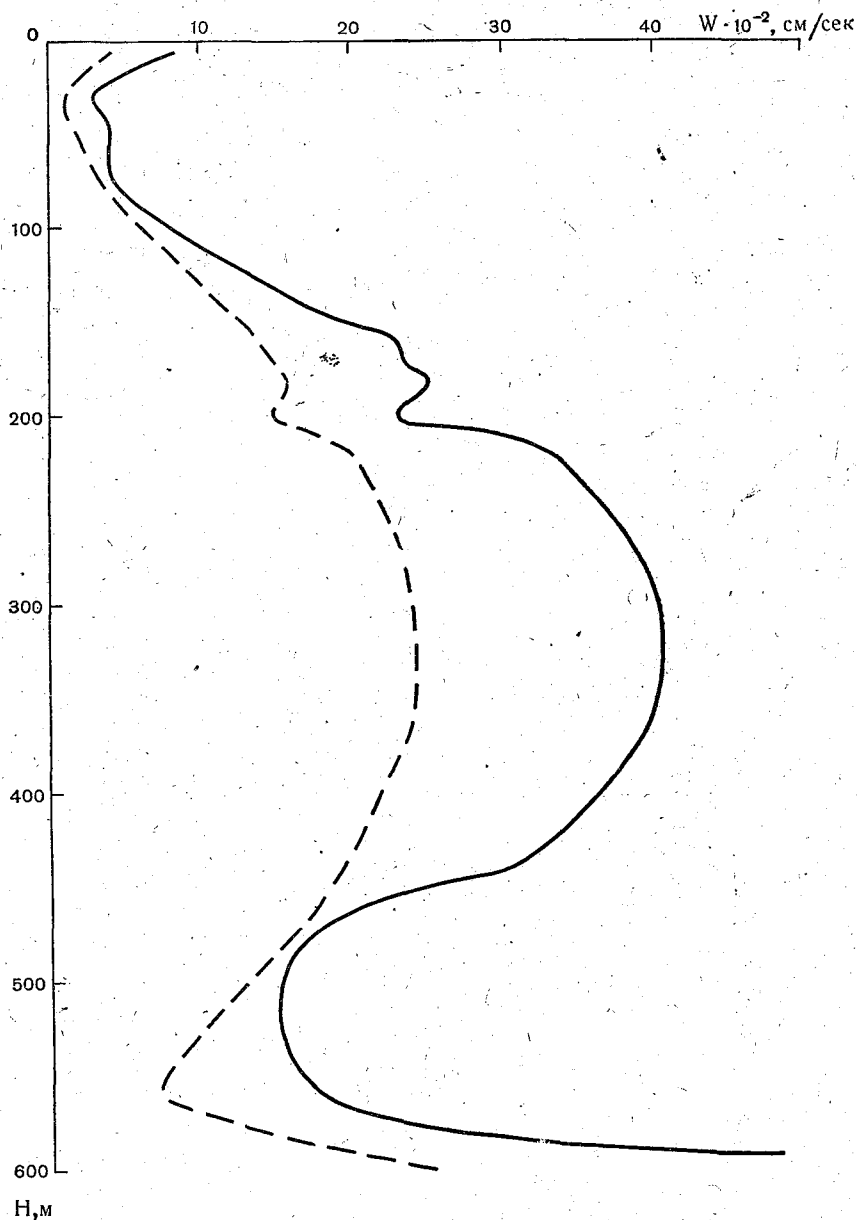


Рис. 6. Вертикальные составляющие скорости. Сплошная линия — полусуточные течения; пунктирная линия — суточные течения.

Из теории известно, что  $w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ , где  $\zeta$  — амплитуда внутренней волны. Вычисления проводились по приближенной формуле  $w \approx \frac{\Delta \zeta}{\Delta t}$ . Например, для амплитуды в 5 м вертикальная составляющая скорости равнялась  $w = \frac{2 \cdot 10^3}{432 \cdot 10^2} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ см/сек}$ .

Как видно из рис. 6, вертикальная составляющая скорости полу-

суточного течения меняется от  $3 \cdot 10^{-2}$  см/сек на поверхности до  $40 \cdot 10^{-2}$  см/сек на глубине 350 м.

В мощном слое от 100 до 500 м, в котором фаза внутренних волн постоянна, вертикальные составляющие скорости имеют значительные величины от  $1 \cdot 10^{-1}$  до  $4 \cdot 10^{-1}$  см/сек. Несмотря на то, что рассматриваются периодические течения, указанными вертикальными составляющими нельзя пренебрегать. Это особенно становится очевидным, если сравнить вертикальные составляющие скорости полусуточного течения и вертикальные составляющие скорости градиентно-конвекционного [14] и чисто дрейфового течений [15]. Необходимо только учесть, что в указанных работах расчет вертикальных составляющих скорости проводился по среднемноголетним данным. Представляется, что и при строгом сравнении вертикальная составляющая приливных течений будет в среднем на два порядка больше вертикальной скорости остальных течений.

Как уже отмечалось, наблюдаемые вертикальные колебания в исследуемом районе могут быть представлены в виде четырех внутренних волн. Метод Фьельдстада позволяет также определить скорости и длины этих волн. Без учета силы Кориолиса скорости распространения волны является обратной величиной параметра  $\lambda$

$$c = \frac{1}{\lambda}.$$

Зная скорость распространения волны, легко определить ее длину

$$L = c \cdot T.$$

В табл. 7 приводятся теоретически полученные значения  $c$  и  $L$  для четырех внутренних волн,  $L$  вычислено для полусуточных волн.

Таблица 7

Элементы волн	Порядок волны			
	первая	вторая	третья	четвертая
$c$ , см/сек . . . . .	184	68	55	38
$L$ км . . . . .	80	29	24	16

И наконец, из теории метода известно, что в случае прогрессивных волн коэффициенты системы уравнений (2) для вертикальных перемещений —  $a_n$  и  $v_n$  — должны равняться коэффициентам аналогичной системы уравнений для горизонтальных перемещений —  $f_n$  и  $g_n$ . В случае стоячих колебаний зависимость между указанными коэффициентами сложная. В наших расчетах ни для полусуточных, ни для суточных волн эти коэффициенты не совпадали. Для первых трех внутренних волн коэффициенты  $a_n$  и  $v_n$  были на порядок больше коэффициентов  $f_n$  и  $g_n$ , для четвертой волны эти коэффициенты оказались одного порядка, но тоже не совпадали. Поэтому ни одну из четырех внутренних волн нельзя отнести к чисто прогрессивным волнам, все они имеют более сложный характер колебаний.

Итак, проведенный расчет и анализ позволили впервые дать всестороннюю характеристику внутренних волн и внутриволновых течений в океане, на примере использованной гидрологической станции. На основании полученных характеристик можно считать, что внутренние волны и внутриволновые течения имеют большое значение в формировании вертикальной и горизонтальной циркуляции вод.

Несомненно, проведенный расчет подтверждает целесообразность применения метода Фьельдстада к расчету внутренних волн и внутриволновых течений в океане.

К сожалению, в настоящее время для многих районов океана не имеется достаточного количества наблюдений, чтобы успешно применять метод Фьельдстада. Более того, представляется, что в ближайшее время постановка таких наблюдений в широком масштабе не осуществима. Поэтому наряду с проведением соответствующих наблюдений необходимо найти возможности использования имеющихся наблюдений:

1) среднемноголетней плотности или 2) станций с малым числом горизонтов, на которых проводились наблюдения над внутренними волнами или внутриволновыми течениями. При этом точность расчетных характеристик внутренних волн несколько снижается. Однако знание внутренних волн настолько необходимо, что даже предварительные сведения о них представляют интерес. С этой целью на материале той же станции было проведено три опытных расчета внутриволновых полусуточных течений (табл. 8).

Таблица 8

Полусуточная волна 9—15 сентября

H, м	Амплитуда, см/сек				Фаза, град.			
	наб-людения	результаты опытных расчетов			наб-людения	результаты опытных расчетов		
		первого	второго	третьего		первого	второго	третьего
50	12,5	8,2	9,4	6,9	194	199	179	204
75	9,9	6,6	7,4	4,6	293	247	232	261
100	10,0	7,6	7,8	6,1	230	262	264	290
400	8,0	8,1	3,6	3,0	180	287	213	274
500	8,7	7,0	4,1	2,0	245	267	261	240
750	10,3	9,0	7,1	3,2	99	119	155	143
1000	8,8	7,6	7,6	5,8	170	97	145	106

Прежде всего был решен вопрос о минимальном количестве наблюдений, которые необходимо использовать в расчете. Обратимся к рис. 4. Исходя из синусоидального изменения амплитуд и фаз внутренних волн и внутриволновых течений с глубиной, можно указать, что, как минимум, достаточно иметь наблюдения на двух горизонтах, для которых характерны экстремальные значения амплитуд и фаз. Этими горизонтами являются глубина залегания середины слоя «скачка» и глубина залегания середины промежуточного слоя (слоя, расположенного между слоями «скачка»). Располагая такими наблюдениями, можно схематично воспроизвести синусоиды, характеризующие вертикальные изменения амплитуд и фаз. Снимая значения амплитуд и фаз с этих синусоид, можно дополнить наблюдения, которые используются при решении системы уравнений (2). В результате получим более достоверное изменение амплитуд и фаз с глубиной, чем по предварительно построенным синусоидам.

Нами был проведен такой расчет. В первом опытном расчете при решении системы уравнений (2) в правую часть уравнений были заданы внутриволновые течения, полученные по наблюдениям в промежуточном слое и в слое «скачка». В левую часть уравнений были заданы  $u_n$ , вычисленные по средней плотности за период 9—15 сентября.

Необходимо было выяснить также возможность использования среднемноголетней плотности. Во втором опытном расчете при решении системы уравнений (2) для 9—15 сентября в левую часть уравнений задавались  $u_n$ , вычисленные не по средней плотности за указан-

ный период, а по среднемноголетней плотности. Среднемноголетние данные по плотности были взяты из монографии по Атлантическому океану [17]. В правую часть уравнений были заданы наблюдаемые внутриволновые течения (на семи горизонтах).

Оба расчета дали удовлетворительные результаты. Это позволило провести третий расчет. В этом расчете использовались  $u_n$ , вычисленные по среднемноголетней плотности, и наблюдаемое течение на двух горизонтах. Поскольку по второму и третьему расчетам получены среднемноголетние внутриволновые течения, то результаты этих расчетов отличаются от наблюдаемых течений за период 9—15 сентября. Расчетная скорость течения получилась на некоторых горизонтах в два раза меньше наблюдаемой скорости. Однако закономерности вертикальных изменений амплитуд и фаз этих течений совпадают. Поэтому можно отметить, что среднемноголетние характеристики внутриволновых течений могут быть использованы как предварительные характеристики таких течений в конкретные дни.

Укажем еще на некоторые возможности наиболее широкого использования метода Фьельдстада.

Теория метода позволяет по скорости внутриволнового течения определить амплитуду внутренней волны:

$$u = c \frac{\partial \zeta}{\partial z}.$$

Однако необходимо отметить, что при вычислении по этой формуле возникают трудности при определении  $c$  — скорости распространения внутренней волны, так как эта скорость периодически изменяется в зависимости от проходимого волной расстояния [8]. Вапняр указывает, что максимальное значение скорости распространения гребня внутренней волны составляет приблизительно 0,4 от скорости первой «элементарной» волны, а минимальное 0,25. В наших исследованиях удовлетворительные результаты расчета максимальной амплитуды внутренней волны по формуле (3) получились при  $c = 0,15 c_1$ .

От внутриволновых течений можно еще перейти к характеристикам внутренних волн с помощью коэффициентов  $f$  и  $g$  системы уравнений (2). Как уже отмечалось, в случае поступательной волны коэффициенты  $a$  и  $b$  должны равняться коэффициентам  $f$  и  $g$ . В случае более сложной волны эти коэффициенты не совпадают.

Разумеется можно решать и обратную задачу — по характеристикам внутренних волн определять элементы внутриволновых течений.

И наконец, если наблюдения полностью отсутствуют и поэтому переход от относительных величин к абсолютным величинам невозможен, то целесообразно воспользоваться расчетом и в относительных величинах. По этим величинам можно провести качественный анализ пространственной и временной изменчивости внутренних волн и внутриволновых течений, но не иначе, как рассматривая не отдельные внутренние волны, а суммарную волну. Значения  $w$  и  $u$  (в относительных величинах) для этой волны получаются при алгебраическом сложении аналогичных величин, полученных по расчету для отдельных внутренних волн.

В заключение остановимся на вопросе, который невольно может возникнуть. В данной работе рассматривались только внутренние приливные волны. Однако, как показал спектральный анализ внутренних волн [9—11], кроме приливных периодов среди преобладающих периодов имеются еще инерционные. Какова возможность расчета внутренних волн этих периодов? Краус в теоретической работе [7] указыва-

ет, что для определения как приливных, так и инерционных колебаний используется уравнение Фьельдстада. Различие в решении задач состоит только в том, что в первом случае постоянным считается период возбуждающей силы, во втором — длина волны возбуждающей силы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Fjeldstad. Interne wellen. Geofysisk Publikasjoner, Vol. X, No 6, Oslo, 1933.
2. E. Fjeldstad. Observations of internal tidal waves. Gravity Waves, National Bureau of Standards Circular 521, November 28, 1952.
3. E. Fjeldstad. Internal waves of tidal origin Part I Theory and analysis of observations. Geofysiske Publikasjoner Geophysica Norvegica. Vol. XXV, No 5, Oslo, 1964.
4. L. Lek. The Snellis-Expedition in the eastern part of the netherlands East-Indies 1929—1930. Vol. 11, Oceanographic results, part 3, Die ergebnisse der strom — und serienmessungen, 1938.
5. Е. Н. Дворкин. К методике расчета внутренних приливных волн. Тр. ААНИИ, т. 254, вып. 2, 1963.
6. Д. У. Вапняр, В. Ф. Шапкина. О расчете элементов внутренних приливных волн и связанных с ними периодических колебаний температуры воды. «Океанология», т. III, вып. 5, 1963.
7. Д. У. Вапняр, В. В. Покудов. Опыт расчета элементов приливных внутренних волн с помощью наблюдений над течениями. Тр. Дальневост. научно-исследовательского гидрометеорологического ин-та, вып. 17, 1964.
8. Д. У. Вапняр. Теоретическая модель и физическая структура приливных внутренних волн. Тр. Морского гидрофиз. ин-та АН УССР, т. XXXI, Киев, 1964.
9. Н. Т. Глинский. Спектральный метод исследования внутренних волн. «Океанологические исследования», X раздел программы МГГ, № 13, М., изд. «Наука», 1965.
10. Р. В. Озмидов, А. Д. Ямпольский. Некоторые статистические характеристики колебаний скорости и плотности в океане. Изв. АН СССР, № 6, 1965.
11. Л. И. Борис. Сравнительная оценка спектрального анализа и методов Фуриха и Шустера применительно к океанологическим рядам. Тр. ЛГМИ, вып. 24, 1967.
12. Л. И. Борис. Расчет полусуточных приливов и приливо-отливных течений Северной Атлантики. Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961.
13. Л. И. Борис. Расчет суточных приливов и приливных течений Северной Атлантики. Тр. ЛГМИ, вып. 16, 1962.
14. В. А. Коробова. Расчет вертикальной составляющей скорости градиентно-конвекционного течения в Северной Атлантике по методу Хидака. Тр. ЛГМИ, вып. 24, 1967.
15. П. С. Земцов, Б. А. Каган. О расчете вертикальной составляющей скорости чисто дрейфового течения в слое трения океана. Тр. ЛГМИ, вып. 24, 1967.
16. Основные черты гидрологии Атлантического океана, под ред. А. М. Муромцева, М., Гидрометеоздат, 1963.
17. В. Краусс. Теория внутренних сокодебательных волн. Внутренние волны. Сб. переводов, М., изд. «Мир», 1964.