

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 × 108¹/₁₆.
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. Балужева, В. Н. Веретенников.</i> К теории нестационарных чисто дрейфовых течений в океане	16
<i>А. С. Балужева, 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

В. В. Тимонов . 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

<i>V. V. Timonov</i> . 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> , <i>N. P. Moricheva</i> . Calculation of the saturation of calcium carbonate in the water of the Black Sea	250
---	-----

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ УРОВНЕМ И ЕГО НАКЛОНОМ ПРИ АНАЛИЗЕ ПРИЛИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ

А. В. Некрасов

Интерференция приливных волн, проникающих в море через проливы с различных сторон, а также многочисленных прямых и отраженных волн приводит к образованию систем прогрессивно-стоячих колебаний. В окраинных морях, где собственный прилив мал, комбинации таких систем обычно определяют наблюдаемую картину прилива.

При исследовании механизма формирования приливных явлений в конкретном море требуется проследить различные этапы процесса распространения и трансформации исходных приливных волн, интерферирующих друг с другом. Для этого надо иметь возможность определять характеристики исходных волн на основании картины фактического прилива. Эта задача обычно решается с помощью одного из методов кинематического анализа приливов — метода орбит [1, 2]. Амплитуды встречных прогрессивных волн, слагающих прогрессивно-стоящее колебание, а также поступательная и стоячая доли этого колебания определяются путем совместного анализа горизонтальных и вертикальных смещений частиц воды, для чего необходимо иметь данные о приливных колебаниях уровня и приливных течениях. Последнее требование несколько ограничивает применимость метода, потому что, в то время как сведения о колебаниях уровня в виде приливных карт имеются для целого ряда морей, покрывая всю или большую часть их акватории, аналогичные данные о приливных течениях существуют лишь для сравнительно небольшого числа районов.

Однако разложение суммарного прогрессивно-стоячего колебания на исходные встречные прогрессивные волны можно осуществить без анализа горизонтальных смещений. Для этого достаточно рассмотреть сочетание вертикальных колебаний уровня и наклонов поверхности моря в определенной точке. Рассмотрим интерференцию двух встречных плоских синусоидальных волн, отношение амплитуд которых равно n и которые встречаются в одинаковой фазе в точке $x = 0$:

$$\eta_I = A \cdot \cos(\sigma t - kx); \quad \eta_{II} = nA \cdot \cos(\sigma t + kx). \quad (1)$$

Здесь $\sigma = \frac{2\pi}{T}$ — угловая частота приливного колебания, а $k = \frac{\sigma}{\sqrt{gh}}$ — волновое число. Результатом интерференции будет прогрессивно-стоящее колебание:

$$\eta = \eta_I + \eta_{II} = A(1+n) \cos kx \cos \sigma t + A(1-n) \sin kx \sin \sigma t. \quad (2)$$

Амплитуда η_0 и фаза φ этого колебания зависят от n , k и x :

$$\eta_0 = A \sqrt{1 + 2n \cos 2kx + n^2}; \quad \varphi = \arctg \left[\frac{1-n}{1+n} \operatorname{tg} kx \right]. \quad (3)$$

Продольный мгновенный градиент уровня в суммарном колебании будет:

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = \eta' = -kA(1+n) \sin kx \cos \sigma t + kA(1-n) \cos kx \sin \sigma t. \quad (4)$$

Если обозначить амплитуду и фазу продольного градиента через η'_0 и ψ , то будем иметь:

$$\eta'_0 = kA \sqrt{1 - 2n \cos 2kx + n^2}; \quad \psi = \arctg \left[-\frac{1-n}{1+n} \operatorname{ctg} kx \right] \quad (5)$$

Тогда

$$M = \frac{\eta'_0}{k\eta_0} = \sqrt{\frac{1 - 2n \cos 2kx + n^2}{1 + 2n \cos 2kx + n^2}}; \quad (6)$$

$$\Delta = \psi - \varphi = \arctg \left(-\frac{2n \sin 2kx}{1 - n^2} \right).$$

Таким образом, в каждой точке нормирование по волновому числу отношение амплитуд M и разность фаз Δ колебаний уровня и наклона поверхности моря определяются отношением амплитуд n и разностью фаз $2kx$ исходных встречных прогрессивных волн в той же точке. Эту зависимость можно выразить графически (рис. 1).

Этот рисунок может служить для быстрого определения величин n и $2kx$ по величинам M и Δ . Вдоль оси абсцисс отложены величины M (для значений $M > 1$ использована логарифмическая шкала), а вдоль оси ординат — величины Δ . Лучеобразные линии, исходящие из центра графика, соответствуют фиксированным значениям $2kx$ (от 0 до 720°), а концентрические замкнутые линии — фиксированным значениям n (от 0 до 1,0).

Из полученных выше соотношений следует, что $n < 1$, если ось x направлена по ходу большей из двух встречных волн, и тогда величина Δ должна находиться в пределах $0-180^\circ$. Если же начинает преобладать волна, распространяющаяся в сторону отрицательных x ($n > 1$), то величина Δ оказывается в интервале $180-360^\circ$. Чтобы использовать график и в этом случае, достаточно мысленно сменить направление оси x на обратное — тогда фаза продольного градиента ψ изменится на 180° , величина Δ вновь окажется в пределах $0-180^\circ$, а величина n — в пределах $0,0-1,0$.

График отражает ряд известных правил. В случае чистой прогрессивной волны ($n=0$) отношение амплитуд $\eta'_0 : \eta_0$ равно k ($M=1$), а разность фаз Δ равна $\pm 90^\circ$, т. е. продольный наклон уровня достигает максимальной величины в момент среднего уровня (до или после полной воды, в зависимости от направления оси x). Этому случаю соответствует центральная точка на графике. Края графика ($n=1$) соответствуют случаю чистой стоячей волны, в которой соотношение амплитуд $\eta'_0 : \eta_0$ меняется от 0 до ∞ , а величина Δ принимает значение либо 0° , либо 180° в зависимости от разности фаз встречных волн $2kx$. Вся остальная часть поля графика соответствует прогрессивно-стоячим волнам, в которых большая из слагающих прогрессивных волн направлена в сторону положительных x . Последнее условие, как уже указывалось, легко удовлетворяется надлежащим выбором направления координатной оси.

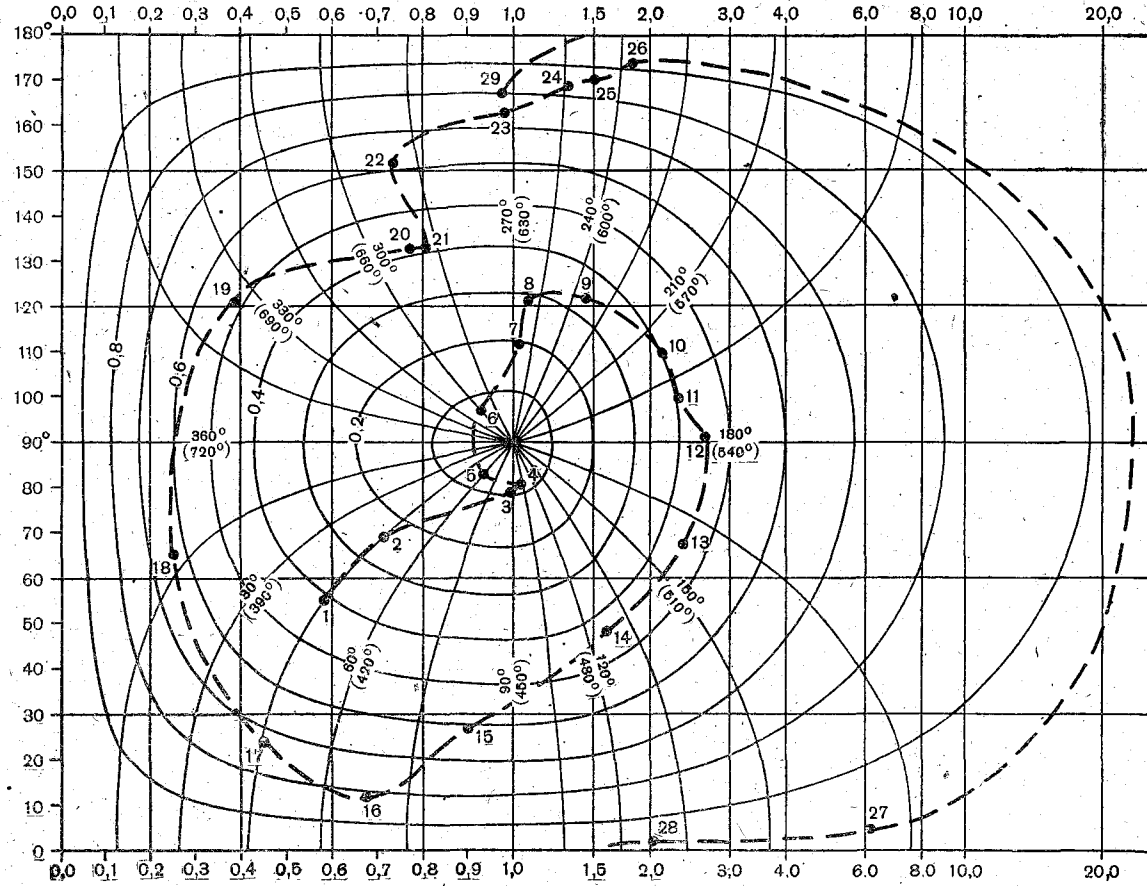


Рис. 1. График для определения соотношения амплитуд и разности фаз встречных прогрессивных волн.

После того, как n и $2kx$ найдены, с помощью формул (3) можно получить амплитуды встречных волн A и nA . Кроме того, можно вычислить соотношение стоячей и поступательной долей суммарного колебания (m), процентное содержание стоячей (s) и поступательной (p) волн в суммарном колебании, а также амплитуды стоячей и поступательной составляющих (A_s и A_p) по формулам:

$$m = \frac{2n}{1-n}; \quad s = \frac{2n}{1+n}; \quad p = \frac{1-n}{1+n};$$

$$A_s = 2nA \cos kx; \quad A_p = A(1-n).$$

(7)

Таким образом, все необходимые для анализа величины могут быть получены с обычной приливной карты. Несколько неопределенным остается выбор направления горизонтальных градиентов уровня, так как направление распространения исходных волн иногда можно задать лишь ориентировочно. Задача упрощается в бассейнах вытянутой формы, где распространение приливных волн происходит обычно в продольном направлении. В этом случае уменьшаются также искажения, связанные с колебаниями, происходящими под углом к основному. Ряд точек следует расположить вдоль продольной оси бассейна с таким расчетом, чтобы амплитуды исходных волн и волновое число могли считаться постоянными и равными своей средней величине в пределах расчетной ячейки, т. е. чтобы ширина и глубина бассейна в пределах этой ячейки изменялись незначительно.

Изложенный способ применен для анализа структуры полусуточных приливных колебаний ($\sigma = 1,4052 \cdot 10^{-4}$ сек $^{-1}$) в районе Ла-Манша и примыкающей к нему с севера части Северного моря (Хофден). Выбор объекта определился подходящей вытянутой формой всего пролива, а также надежностью и подробностью существующих для него приливных карт. Кроме того, структура полусуточных колебаний здесь была исследована В. В. Тимоновым [2], и, таким образом, имеется возможность для сопоставления результатов. В качестве исходного материала использованы данные одного из последних приливных атласов этого района [3]. На рис. 2 приведена соответствующая приливная карта, на которой оцифровка котидалей дана в солнечных часах относительно момента кульминации Луны на меридиане Гринвича, а оцифровка линий равной величины прилива дана в метрах для условий среднего сизигийного прилива. В дальнейших вычислениях мы будем пользоваться *амплитудой* приливного колебания (максимальным отклонением уровня от среднего положения).

На этом же рисунке показана линия расчетных точек, расположенных через 15 миль друг за другом. Линия проведена примерно посреди пролива, чтобы по возможности избежать искажающего влияния силы Кориолиса на исходные данные. Для каждой расчетной точки с карты были сняты величины амплитуды и фазы приливного колебания (η_0 и φ), с помощью которых затем были вычислены и продольные уклоны. Для n -й точки наклон определялся как разность уровней в $(n+1)$ -й и $(n-1)$ -й точках, отнесенная к двойному расстоянию между точками (30 миль). Определив эти величины в два момента, отстоящие друг от друга на четверть периода колебания, можно вычислить амплитуду η_0' и фазу ψ продольного градиента уровня. Необходимая для расчета волнового числа глубина места h определялась в каждой точке как средняя глубина проходящего через данную точку поперечного сечения пролива. Для построения профилей поперечных сечений были использованы карты первого тома Морского Атласа.

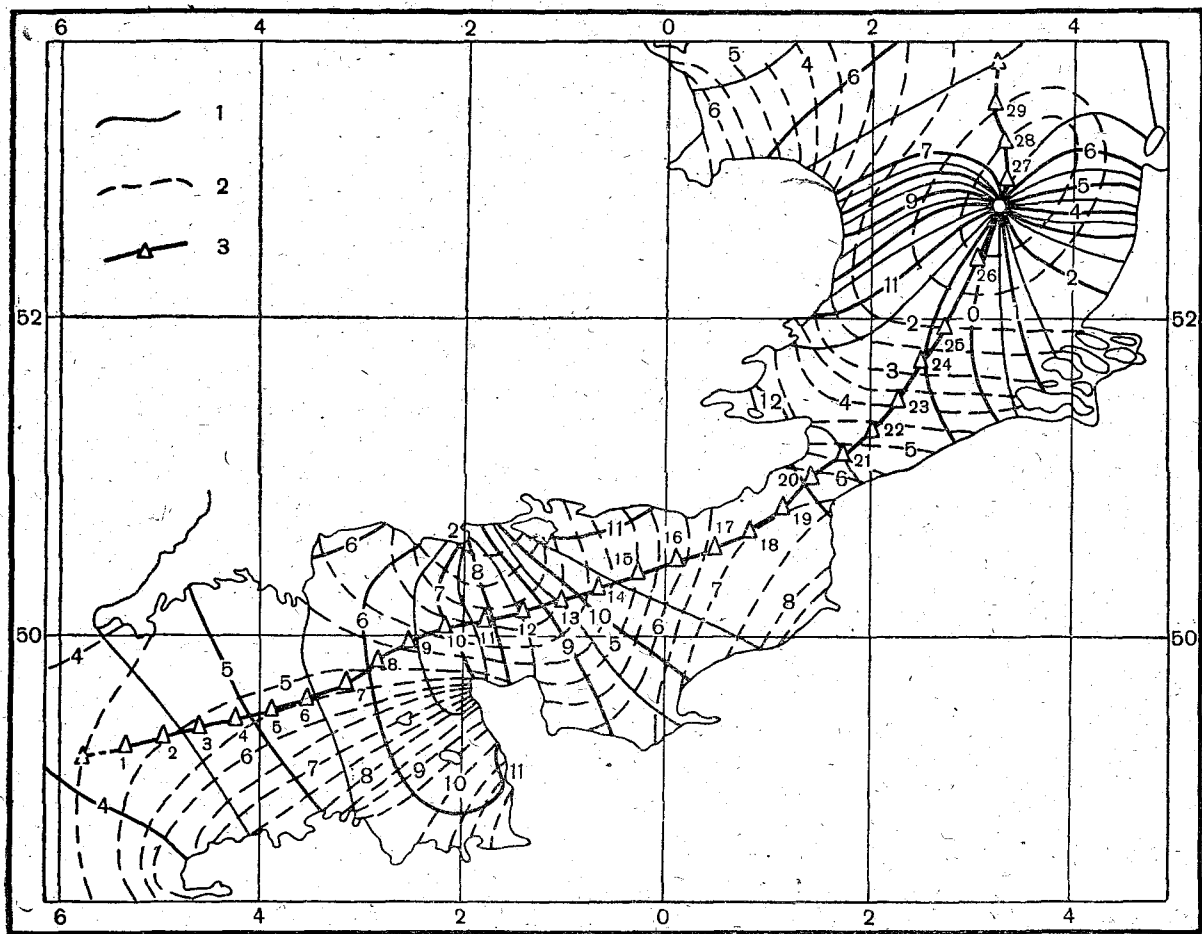


Рис. 2. Карта полусуточного прилива Ла-Манша и Хофдена (по Загеру). Показана линия расчетных точек.
1 — котидали; 2 — линии равной величины прилива; 3 — расчетные точки.

После этого уже легко найти величины M и Δ и нанести соответствующие точки на график (рис. 1). Полученная в поле графика кривая довольно наглядно характеризует свойства приливных колебаний вдоль осевой линии Ла-Манша и Хофдена. Хорошо видны, например, участки преобладания поступательной (приближение кривой к центру) и стоячей (отход к периферии) составляющих. Снятые с кривой значения n и $2kx$ дают возможность с помощью выражения (3) вычислить амплитуды встречных прогрессивных волн A и nA в каждой точке, а с помощью выражений (7) — величины m , s , p , A_s и A_p .

Все эти величины приведены в табл. 1, а на рис. 3 распределение большинства из них вдоль оси пролива представлено графически. Кри-

Номер точки	$k \cdot 10^7$ с.м. ⁻¹	n	$2kx$, град.	A , с.м.	nA , с.м.	m	s , %	p , %	A_s , с.м.	A_p , с.м.
1	0,455	0,41	405	182	74	1,39	58	42	138	108
2	0,470	0,25	406	210	52	0,67	40	60	96	158
3	0,485	0,10	448	255	6	0,22	18	82	36	230
4	0,500	0,08	457	260	21	0,17	15	85	32	239
5	0,532	0,07	420	264	18	0,15	13	87	32	246
6	0,600	0,07	302	264	20	0,16	14	86	35	244
7	0,606	0,20	265	265	53	0,50	33	67	72	212
8	0,615	0,29	260	242	70	0,82	45	55	90	171
9	0,627	0,34	234	254	86	1,03	51	49	78	167
10	0,627	0,40	202	288	115	1,33	57	43	44	173
11	0,627	0,41	190	283	116	1,39	58	42	20	167
12	0,655	0,45	181	290	131	1,64	62	38	0	160
13	0,685	0,45	160	292	131	1,64	6	38	46	160
14	0,690	0,44	127	235	116	1,57	61	39	102	148
15	0,699	0,62	82	206	128	3,26	76	24	192	78
16	0,730	0,81	67	192	156	8,53	89	11	258	36
17	0,760	0,73	46	208	152	5,40	84	16	279	56
18	0,790	0,63	13	216	13	3,40	77	23	270	80
19	0,817	0,52	695	235	122	2,16	68	32	239	113
20	0,830	0,41	65	233	118	1,39	58	42	178	155
21	0,976	0,41	648	226	93	1,39	58	42	150	134
22	0,990	0,62	650	115	108	3,26	77	23	178	66
23	1,003	0,74	531	148	110	5,69	85	15	158	38
24	0,850	0,83	614	124	103	9,76	91	9	124	21
25	0,760	0,85	507	97	82	11,3	92	8	92	14
26	0,838	0,92	597	54	50	23,00	96	4	47	4
27	0,937	0,97	520	74	72	64,70	99	1	25	2
28	0,900	0,98	48	57	56	98,00	99	1	49	1
29	0,895	0,88	272	52	53	14,00	93	7	66	6

вая величины $2kx$, показанная на рис. 3а, сразу же позволяет найти места пучностей ($2kx = n \cdot 2\pi$, где n — целое число) и узлов ($2kx = n\pi$) стоячей доли суммарного колебания. Эти места обозначены на рисунке буквами П и У, соответственно. С узлом, расположенным в северной части Хофдена, связана находящаяся там амфиломическая система. Второй узел лежит южнее о-ва Уайт — на приливной карте здесь отмечается заметное сгущение котидальных линий. Одна из пучностей находится непосредственно к западу от Па-де-Кале, а вторая — посреди широкой западной части Ла-Манша.

Рассмотрим распределение остальных вычисленных величин вдоль всего бассейна от Северного моря до Атлантики. В пределах Хофдена встречные прогрессивные волны невелики и почти равны по амплитуде, и суммарное колебание близко к стоячему — амплитуда последнего здесь всюду, кроме зоны узла, значительно превосходит амплитуду поступательной составляющей (рис. 3б). Доля стоячего колебания

в Хофдене, начиная с точки 23, превышает 85%, достигая 100% перед последней расчетной точкой (рис. 3в), где амплитуды встречных прогрессивных волн равны. На самом выходе из Хофдена расчет дает преобладание волны, идущей со стороны Северного моря. Во всей осталь-

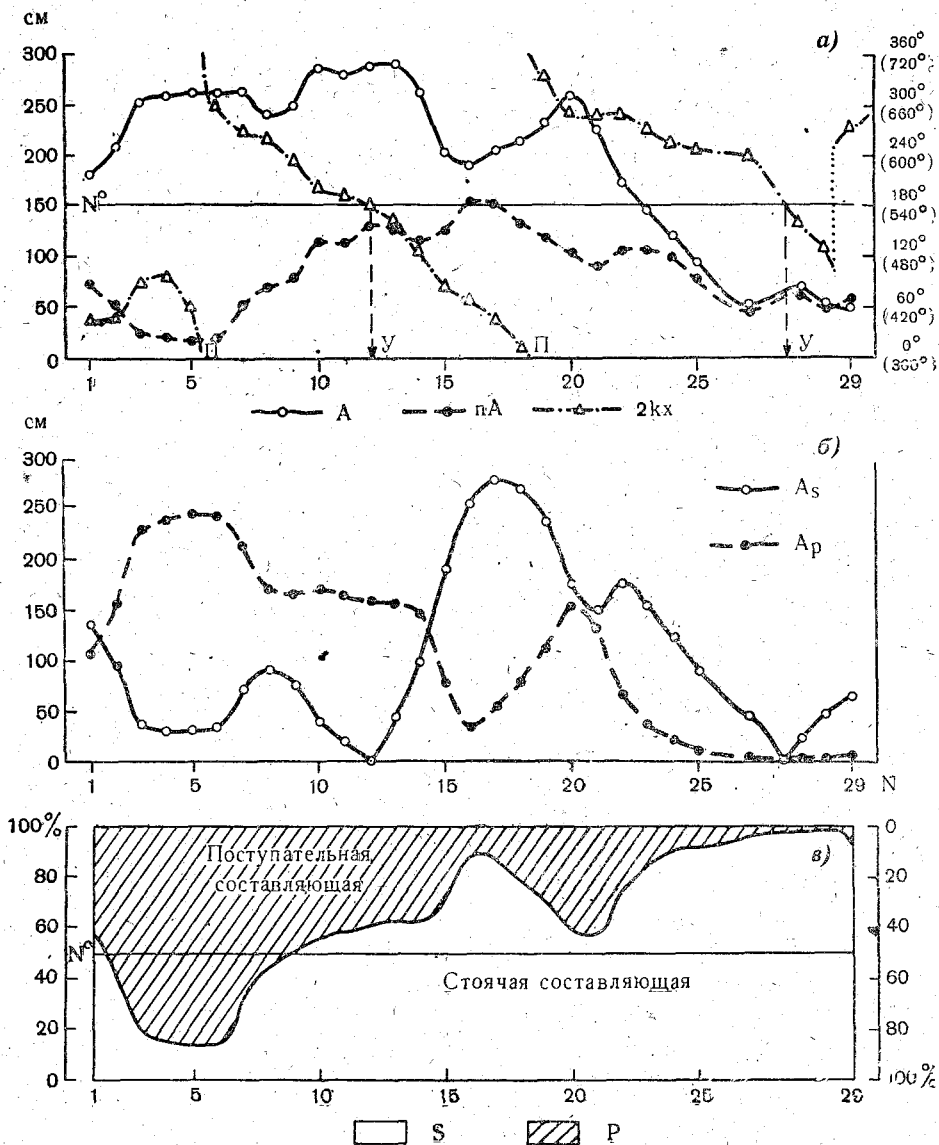


Рис. 3. Распределение характеристик встречных волн, а также поступательной и стоячей составляющих, образующих фактическое колебание, вдоль оси Ла-Манша и Хофдена.

ной части Хофдена, как и в Па-де-Кале и во всем Ла-Манше, преобладающей является прогрессивная волна, распространяющаяся со стороны Атлантики.

В районе Па-де-Кале происходит относительное увеличение доли поступательной составляющей (до 42%). Из рис. 3а видно, что это обусловлено главным образом ростом амплитуды прогрессивной волны, идущей со стороны Атлантики. Однако, как по амплитуде, так и по вкладу в суммарное колебание, стоячая составляющая остается преобладающей и здесь, хотя и не намного.

Сближение амплитуд встречных прогрессивных волн и соответствующее возрастание стоячей доли (до 90%) отмечается в восточной, более узкой части Ла-Манша (точки 15—17), примерно посредине между пучностью у Па-де-Кале и узлом у о-ва Уайт. Здесь же, между пучностью и местом наибольшего возрастания стоячей доли, имеет место максимальная амплитуда стоячей составляющей, равная почти 280 см. Далее к западу амплитуда стоячей составляющей резко падает и западнее точки 14 уже нигде не превосходит амплитуду поступательной составляющей. Однако вклад стоячей составляющей в суммарное колебание остается преобладающим вплоть до точки 9. В частности, в районе узла у о-ва Уайт он составляет около 60%.

Едиственный район решительного преобладания поступательной составляющей — это западная широкая часть Ла-Манша, причем особенно резко оно выражено от точки 3 до точки 6 (80—90%). На рис. 3 а видно, что это происходит почти исключительно за счет резкого падения на этом участке амплитуды волны, распространяющейся на запад. В результате, даже в районе расположенной здесь пучности стоячей составляющей амплитуда стоячего колебания приблизительно в 4—5 раз меньше амплитуды поступательной составляющей.

Роль стоячей доли вновь повышается у самого западного входа в Ла-Манш, а перед входом в него со стороны Атлантики, в точке 1, эта доля снова составляет больше половины от суммарного колебания, причем аналогичное преобладание имеет место и в амплитудах. Рис. 3 а показывает, что это происходит за счет как падения амплитуды волны, идущей на восток, и так и роста встречной волны.

Описанные выше основные черты структуры продольных полусуточных приливных колебаний в Ла-Манше, Па-де-Кале и Хофдене исключительно хорошо согласуются с результатами, полученными В. В. Тимоновым [2] с помощью метода орбит. Поскольку изложенный здесь способ не требует сведений о приливных течениях, распределение различных составляющих суммарного колебания в нашем случае удастся рассчитать несколько более подробно. В то же время согласие между обоими результатами укрепляет уверенность в их правильности.

В этой работе не предполагалось рассматривать сам процесс формирования полусуточных приливов в Ла-Манше и Хофдене. Для этого района имеется целый ряд исследований такого характера, например [4] или [2], а также и другие. Можно только отметить, что все главные особенности полусуточных приливов здесь в конечном счете определяются, безусловно, взаимодействием встречных приливных волн, проникающих сюда из Атлантики и Северного моря, с учетом их многократного частичного отражения при наличии гасящего эффекта трения. При этом некоторые из наблюдаемых особенностей имеют вполне надежное качественное объяснение, причины же других (например, резкого падения в западной части Ла-Манша амплитуды волны, распространяющейся на запад) менее очевидны. Поэтому для получения более законченного представления о процессе формирования приливных явлений Ла-Манша и Хофдена некоторые вопросы требуют, по-видимому, специального рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Крылов. Орбиты водных частиц в прогрессивно-стоячей волне на примере горла Белого моря. «Метеорология и гидрология», № 2, 1946.
2. В. В. Тимонов. О кинематическом анализе приливов. Тр. ГОИН, вып. 37, 1959.
3. G. Sager. Atlas der Elemente des Tidenhubs und der Gezeitenströme für die Nordsee, den Kanal und die Irische See. Rostok, 1963.
4. C. Börgen. Ueber die Gezeitenerscheinungen in dem Englischen Kanal und dem südwestlichen Theil der Nordsee. Annalen der Hydrographie und maritimen Meteorologie, Hefte X—XI, Berlin, 1898.