

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

Part second. CHEMICAL SEA-AIR INTERACTION

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

ИЗМЕНЕНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ И ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ, ИХ ПРОГНОЗ

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ДЛИНЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ ЗОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ К МЕРИДИОНАЛЬНОЙ

Б. Б. Елекоев

Переход от зональной циркуляции к меридиональной сопровождается развитием на зональном потоке возмущений планетарного масштаба. Россби и Виллет [1] показали, что переход от зонального типа циркуляции к меридиональному можно разделить на два этапа. На

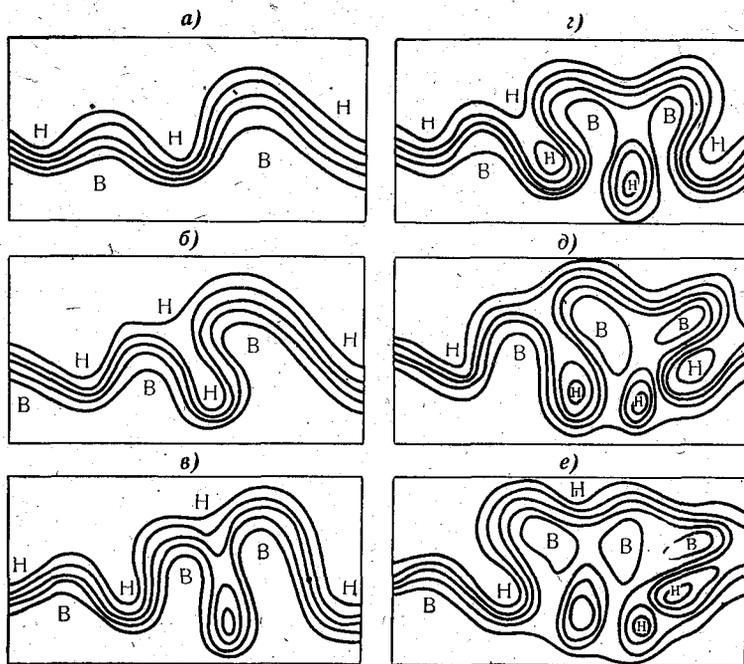


Рис. 1.

первом этапе происходит уменьшение длины возмущений, развивающихся на зональном потоке, на втором этапе — распад волновых систем и образование в высоких широтах блокирующего антициклона, а в низких широтах изолированной области — пониженного давления. Характерной чертой перехода от зонального типа циркуляции к меридиональному является уменьшение скорости зонального потока и рост

амплитуды планетарных возмущений. Сказанное хорошо иллюстрируется схемой перехода от зональной циркуляции к меридиональной, заимствованной из работы [2] (рис. 1).

В целом ряде работ [3] было показано, что упомянутые выше планетарные возмущения являются неустойчивыми. Эта неустойчивость проявляется в возрастании амплитуды, уменьшении длины волны и в изменении ее формы. В то время как рост амплитуды объясняется линейной теорией неустойчивости, такие явления, как уменьшение длины и деформация планетарных волн, связываются с проявлением нелинейных эффектов и должны объясняться нелинейной теорией неустойчивости. В 1963г. Е-Ду чжен [4], развивая теорию общей циркуляции атмосферы, разработанную Чарни [5], предложил нелинейную теорию развития неустойчивых возмущений на бароклинном зональном потоке. Чень-Ю сан, используя теорию Е-Ду чжена, сделал попытку объяснить образование изолированной ложбины в южных широтах и блокирующего максимума в северных. Однако наша проверка показала, что его вывод основан на ошибочных расчетах. Эффект уменьшения длины волны у Чень-Ю-Сана не получил объяснения.

Между тем теория Е-Ду чжена дает возможность показать, что при некоторых значениях величины начальной амплитуды неустойчивых возмущений, налагаемых на зональный поток, явление уменьшения длины волны, наблюдающееся на первом этапе перехода к меридиональной циркуляции, получает объяснение. Е-Ду чжен рассматривает бароклинную атмосферу, состоящую из двух слоев, в каждом из которых горизонтальная скорость не зависит от высоты. Исследуется движение в β -плоскости. На севере и юге поток ограничен вертикальными стенками. Расстояние между стенками ($2W$) принимается равным расстоянию от полюса до экватора. Поток полагается симметричным относительно $y = 0$ (рис.2).

В начальный момент ($t = 0$) принимаются следующие численные значения параметров атмосферы:

$$\bar{U}_{1(0)} = \bar{U}_{1(\frac{1}{2}W)} = \bar{U}_{1(W)} = 21 \text{ м/сек},$$

$$\bar{U}_{3(0)} = \bar{U}_{3(\frac{1}{2}W)} = \bar{U}_{3(W)} = 9 \text{ м/сек},$$

$$\beta = \left(\frac{df}{dy}\right)_0 = \frac{2\Omega}{a} \cdot \cos \varphi_0 = 14 \cdot 10^{-12} \cdot \text{м}^{-1} \text{сек}^{-1}; W = 5,0 \cdot 10^6 \text{ м},$$

где \bar{U}_1 — средняя скорость зонального потока на уровне 250 мб; \bar{U}_3 — средняя скорость зонального потока на уровне 750 мб; W — полуширина потока; φ_0 — средняя широта; a — радиус Земли; Ω — угловая скорость вращения Земли.

На поток накладываются волнообразные возмущения малой амплитуды с длиной волны $L = 4,717 \cdot 10^6 \text{ м}$. Поскольку описанный выше поток неустойчив по отношению к налагаемым возмущениям, эти возмущения начинают расти и достигают некоторой максимальной величины.

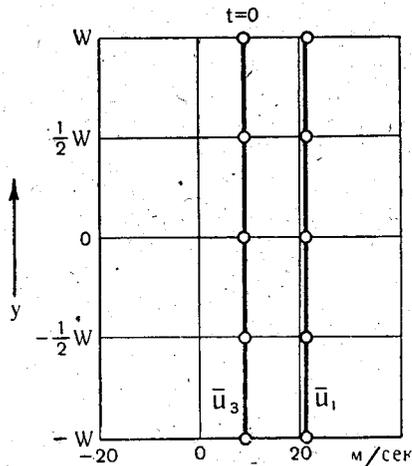


Рис. 2.

Е-Ду чжен исследовал процесс развития этих возмущений на зональном потоке с учетом нелинейных членов и получил выражения для возмущений функции тока в виде: $\psi' = \psi^* + \psi^{**}$, где ψ^{**} — нелинейный член. Ниже приведены выражения для возмущений функции тока, определенные для уровней 250 мб (ψ_1') и 750 мб (ψ_3') при $y=0$, $y = \pm \frac{1}{2}W$, $y = \pm W$:

$$\psi_1^* \left(\frac{1}{2}W \right) = 0,71 \cdot A e^{bt} \sin [m(x - 9,77 \cdot t) - 2^\circ 47'];$$

$$\psi_{1(0)}^* = A e^{bt} \sin [m(x - 9,77 \cdot t) + 0^\circ],$$

$$\psi_1^{**} \left(\frac{1}{2}W \right) = \{0,06 \cdot \sin [2m(x - 8,54 \cdot t) + 67^\circ 15'] +$$

$$+ 0,25 \cdot \sin [2m(x - 24,69t) + 189^\circ 38'] + 0,22 \cdot e^{2bt} \cdot \sin [2m(x - 9,77t) - 4^\circ 20']\} 10^{-2} A m^2 \text{сек}^{-1}, \psi_{1(0)}^{**} = 0,$$

$$\psi_3^* \left(\frac{1}{2}W \right) = 0,35 A e^{bt} \cdot \sin [m(x - 9,77t) - 41^\circ 4'],$$

$$\psi_{3(0)}^* = 0,47 A e^{bt} \cdot \sin [m(x - 9,77t) - 41^\circ 14'],$$

$$\psi_3^{**} \left(\frac{1}{2}W \right) = \{0,49 \cdot \sin [2m(x - 8,54t) + 247^\circ 14'] +$$

$$+ 0,04 \cdot \sin [2m(x - 24,69t) + 9^\circ 43'] + 0,47 \cdot e^{2bt} \cdot \sin [2m(x - 9,77t) + 71^\circ 27']\} 10^{-2} A m^2 \text{сек}^{-1},$$

$$\psi_{3(0)}^{**} = 0,$$

Для скорости основного потока были получены следующие выражения:

$$\bar{U}_{1(W)} = \bar{U}_{1(-W)} = 21 \text{ м/сек};$$

$$\bar{U}_{1\left(\frac{1}{2}W\right)} = \bar{U}_{1\left(-\frac{1}{2}W\right)} = 21 - 0,017 \cdot K^2 (e^{2bt} - 1) \text{ м/сек};$$

$$\bar{U}_{1(0)} = 21 - 0,328 \cdot K^2 (e^{2bt} - 1) \text{ м/сек};$$

$$\bar{U}_{3(W)} = \bar{U}_{3(-W)} = 9 \text{ м/сек};$$

(3)

$$\bar{U}_{3\left(\frac{1}{2}W\right)} = \bar{U}_{3\left(-\frac{1}{2}W\right)} = 9 + 0,017 \cdot K^2 (e^{2bt} - 1) \text{ м/сек};$$

$$\bar{U}_{3(0)} = 9 + 0,290 \cdot K^2 (e^{2bt} - 1) \text{ м/сек}.$$

Из формул (1), (2), (3) видно, что в выражения для возмущений функции тока и скорости основного потока входит два аргумента: величина начальной амплитуды неустойчивых возмущений и время. Исследуя взаимодействие возмущения со средним потоком, Е-Ду чжен установил зависимость времени установления максимальных амплитуд от величины начальной амплитуды неустойчивых возмущений. Связь между величиной начальной амплитуды и временем установления максимальной амплитуды выразилась уравнением

$$1,312 - 0,046 \cdot K^2 (e^{2bt} - 1) = 0, \text{ где } K = A \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-2} \text{ сек},$$

A — начальная амплитуда возмущений функции тока на уровне 250 мб при $t=0$, t — время установления максимальных амплитуд, $b = 0,24 \cdot 10^{-5} \text{ сек}.$

Из сказанного видно, что метод Е-Ду чжена позволяет рассчитать поле максимального развития возмущений, типичное для меридиональ-

ного типа циркуляции. При расчете необходимо задавать величину начальной амплитуды неустойчивых возмущений.

Основываясь на результатах Е-Ду чжена, рассмотрим теперь вопрос об условиях применения его теории к объяснению явления уменьшения длины волны планетарных возмущений.

Из приведенных формул (1), (2) видно, что длина волны возмущения ψ^{**} в два раза меньше длины волны возмущения ψ^* . Следовательно, чем больше величина ψ^{**} , тем сильнее должен быть выражен эффект уменьшения длины волны суммарного возмущения ψ' . Но поскольку коэффициент при ψ^* на два порядка превосходит величину коэффициента при ψ^{**} , то в момент $t = 0$ и при малых значениях t член ψ^{**} пренебрежимо мал и заметного уменьшения длины волны происходить не будет. Очевидно, что уменьшение длины суммарного возмущения ψ' произойдет в том случае, если величина ψ^{**} будет достаточно большой.

Таким образом, для определения условий существенного уменьшения длины волны суммарного возмущения необходимо знать, когда величина амплитуды ψ^{**} станет сравнимой с амплитудой ψ^* .

Поскольку показательный член при ψ^{**} в e^{bt} раз больше чем при ψ^* , при росте t амплитуда ψ^{**} растет быстрее, и при определенном значении t амплитуды ψ^* и ψ^{**} становятся сравнимыми. Однако продолжительность установления максимальных амплитуд и амплитуда начальных возмущений, как уже отмечалось, связаны зависимостью. Таким образом, задача сводится к определению такой величины начальной амплитуды, при которой амплитуды возмущений ψ^* и ψ^{**} становятся сравнимыми.

Для нахождения такой начальной амплитуды был произведен опытный расчет поля максимального развития возмущений при разных значениях начальных амплитуд. Были взяты следующие значения амплитуд: $0,5 \cdot 10^7$; $0,1 \cdot 10^7$; $0,05 \cdot 10^7$; $0,01 \cdot 10^7$; $0,001 \cdot 10^7$ $m^2/сек$.

На рис. 3 изображено рассчитанное поле возмущений для 750-миллибаровой поверхности, соответствующее $A = 0,05 \cdot 10^7$ $m^2/сек$.

Видно, что в этом случае амплитуды ψ^* и ψ^{**} вполне сравнимы по величине, что приводит к ясно выраженному уменьшению длины волны возмущения ψ' . Расчеты показали, что при $A = 0,1 \cdot 10^7$ $m^2/сек$ волна ψ^{**} лишь начинает проявляться и поэтому длина ψ' почти не изменяется (рис. 4). Наоборот, при $A = 0,01 \cdot 10^7$ $m^2/сек$ уже наблюдается разрушение волновой системы.

Аналогичные расчеты для 250-миллибаровой поверхности показали, что в этом случае уменьшение длины волны проявляется при меньших начальных амплитудах. (В интервале между $A = 0,05 \cdot 10^7$ $m^2/сек$ и $A = 0,01 \cdot 10^7$ $m^2/сек$.)

Полученной величине начальной амплитуды ($A = 0,05 \cdot 10^7$ $m^2/сек$) соответствует время установления максимальных амплитуд, равное 22,6 суток. Сравнивая полученное время с фактической продолжительностью перехода от зонального типа циркуляции к меридиональному (в среднем около 26 суток), получаем хорошее соответствие. Это говорит о том, что неустойчивые возмущения возникают в потоке в период зонального типа циркуляции.

Таким образом, можно сделать вывод, что на основе нелинейной теории неустойчивости Е-Ду чжена можно объяснить одну из главных особенностей перехода от зональной циркуляции к меридиональной — уменьшение длины планетарных волн. Это уменьшение происходит при условии, что начальные возмущения, налагаемые на поток, имеют в стадии зональной циркуляции величину около $0,05 \cdot 10^7$ $m^2/сек$.

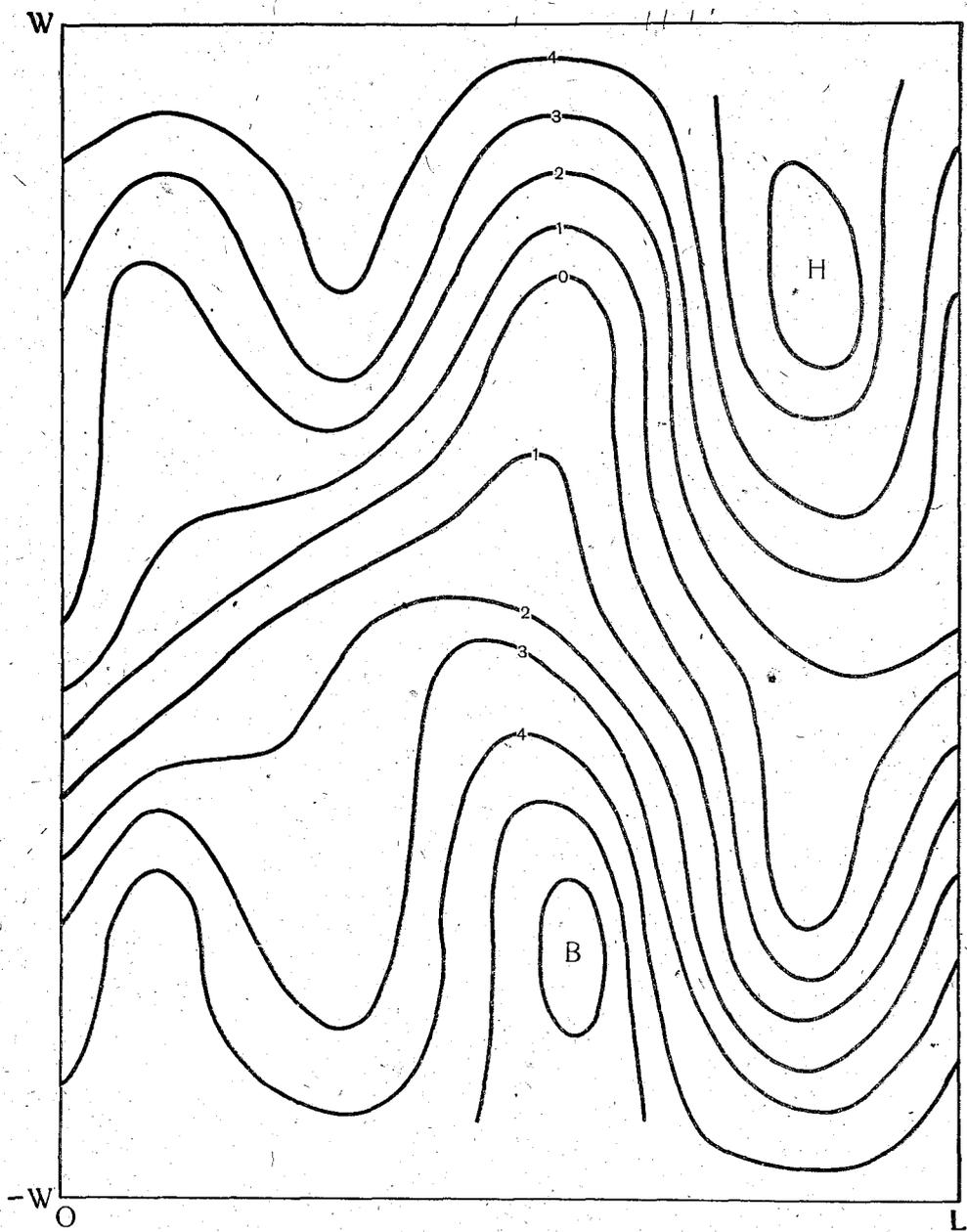


Рис. 3.

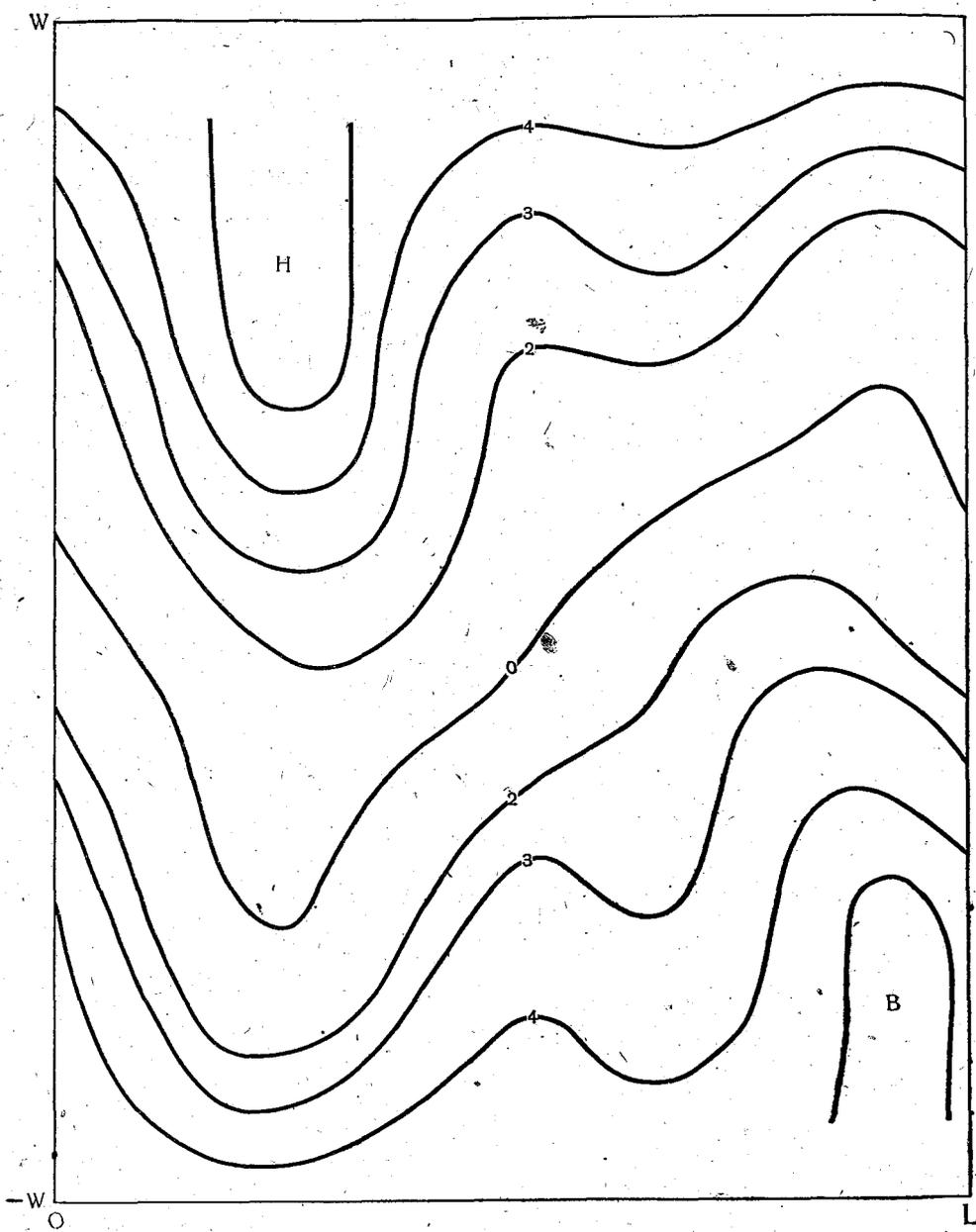


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. G. Rossby, N. C. Willet. The circulation of the upper troposphere and lower stratosphere. *Science*. Vol. 180, 643—652, 1948.
 2. R. Berggren, B. Bolin, C. G. Rossby. An aerological study of zonal motion, its perturbations and breakdown. *Tellus*: Vol. 1, 14—37, 1949.
 3. Е-Ду чжен, Чжу Бао-чжень. Некоторые важнейшие вопросы общей циркуляции атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1961.
 4. Е-Ду чжен и Чень-Ю-сан. о нелинейном эффекте в образовании блокирующих антициклонов. *Acta meteorologica sinica* vol 33, № 2, 145, 1963.
 5. Ж. Чарни. Об общей циркуляции атмосферы. Сб. «Атмосфера и океан в движении». Под ред. Болина. М., ИЛ, 1963.
-