

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

Т Р У Д Ы

ВЫПУСК 380

ДИНАМИКА
ВЕРХНИХ СЛОЕВ
АТМОСФЕРЫ
И СОЛНЕЧНО-АТМОСФЕРНЫЕ
СВЯЗИ

287778

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук
Л. Р. РАКИПОВОЙ

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малсохгинский пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ

ЛЕНИНГРАД · 1976

В сборнике рассматриваются вопросы численного моделирования динамических, термических и энергетических процессов в стратосфере; статистического прогнозирования геомагнитных и метеорологических параметров и вопросы проявления цикличности в атмосферных процессах.

Сборник представляет интерес для специалистов по верхним слоям атмосферы, работников службы прогнозов и климатологов.

The following problems are considered in this book: numerical modelling of dynamical, thermal and energetical processes in the stratosphere; statistical forecasting of geomagnetic and meteorological parameters; observance of cyclicity in the atmospheric processes.

The book will be of interest to specialists working in the field of upper atmosphere, weather forecasting services and for climatologists.

ТЕРМИЧЕСКИЙ И ЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ РЕЖИМ ОЗОНОСФЕРЫ

1. **Современное состояние вопроса.** Температура и общая циркуляция атмосферных слоев выше тропопаузы до высоты 60—65 км в значительной степени определяются радиационными притоками тепла, связанными с поглощением и излучением коротковолновой и длинноволновой радиации озонем, углекислым газом и водяным паром.

Ранние исследования радиационных свойств стратосферы основывались на предположении о радиационном равновесии. С помощью этой гипотезы были получены первые теоретические представления о вертикальном профиле температуры в стратосфере. Но теперь достаточно надежно установлено, что эта гипотеза неверна и что, кроме радиационных притоков тепла, в стратосфере действуют притоки тепла, связанные с макротурбулентным перемешиванием.

Большинство работ, в которых производится оценка радиационных притоков тепла и радиационных равновесных температур, имеют одну особенность: они основываются на распределении озона, заданном или по результатам измерений его концентрации, или согласно условию фотохимического равновесия. Наоборот, теоретические расчеты концентрации озона основываются на заданных распределениях температуры.

Но эти две проблемы нельзя считать независимыми друг от друга. Вполне очевидна зависимость интенсивности радиационного нагревания и, следовательно, радиационных равновесных температур от концентрации озона. Однако также хорошо известно, что концентрация озона в свою очередь зависит от температуры. Поэтому фотохимические и радиационные аспекты проблемы состояния верхних слоев атмосферы, вообще говоря, должны рассматриваться как взаимосвязанные. Впервые такая попытка была предпринята Лиови [11]. Он исходил из предположения, что выше 50 км радиационный баланс осуществляется между поглощением солнечной радиации кислородом и озоном и длинноволновым излучением углекислого газа и озона.

При анализе он также предполагал, что фотохимическими изменениями концентрации молекулярного кислорода можно пренебречь, и поэтому молекулы кислорода считал полностью перемешанными с нейтральными молекулами азота и аргона в отношении 21:79. Равновесные распределения радиационных температур и концентрации атомарного кислорода и озона Лиови находил путем последовательных приближений следующим образом. По заданному начальному распределению температуры находились равновесные концентрации O и O_3 . По найденным концентрациям O_3 рассчитывалось среднее за сутки излучение в полосе 9,6 мкм. Так как это излучение и радиационное выхолаживание в полосе 15 мкм CO_2 зависят от температуры, эту зависимость можно было использовать для уточнения первоначального распределения температуры. По уточненному распределению температуры находились новые равновесные концентрации O и O_3 и т. д. Такая последовательность расчетов повторялась до тех пор, пока различия между температурами в последнем и предпоследнем приближениях не становились меньше 1 К на всех высотах.

Рассчитанный вертикальный профиль средних годовых равновесных радиационных температур, осредненных по широтам, был сравнен с профилем температуры стандартной атмосферы 1962 США. Оказалось, что ход одной кривой совпадает с ходом другой, но количественные расхождения между ними велики, особенно в мезосфере. Выше 25 км равновесные температуры больше стандартных. Выше 70 км расхождение между ними достигает 20—30 К.

Включение в схемы расчета температуры вертикального турбулентного перемешивания помогло приблизить теоретический вертикальный профиль к фактическому. В [5] показано, что наиболее удовлетворительное приближение к реальной стратификации температуры в слое 10—60 км получается при постоянном коэффициенте вертикального турбулентного перемешивания, равном $10^6 \text{см}^2/\text{с}$. В работе [1] с целью получения средних зональных температур в стратосфере в схему расчета, кроме вертикального турбулентного перемешивания, было включено также горизонтальное макротурбулентное перемешивание. При расчете радиационных притоков тепла учитывался только вклад озонного нагревания. Выбор коэффициентов вертикального турбулентного перемешивания в данной работе и в [5] производился одинаковым способом, а именно путем подбора. Но в [1] профиль этих коэффициентов получился другим: $10^5 \text{см}^2/\text{с}$ для высот 5—30 км и $10^6 \text{см}^2/\text{с}$ для высот 30—65 км. Рассчитанные значения температур во всей исследуемой области оказались завышенными, по-видимому, из-за неучета поглощения и излучения длинноволновой радиации углекислым газом и водяным паром.

В работе [7] были рассчитаны вертикальные профили температуры в стратосфере для зимы и лета с учетом вертикального турбулентного перемешивания, поглощения солнечной радиации озоном и инфракрасного излучения водяного пара. Зависимость озонного нагревания от широты и времени года не учитывалась. В работе [7] удовлетворительные результаты получены при коэффициенте пере-

мешивания $10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ в слое 10—60 км. Однако рассчитанный профиль температуры оказался более сглаженным по сравнению с реальным. В зоне максимального нагревания воздуха в слое стратосферы рассчитанная температура для всех широтных зон несколько меньше реальной, а в выше- и нижележащих слоях — больше наблюдаемой.

В настоящей статье дан краткий обзор наиболее известных теоретических работ по термическому режиму стратосферы.

Работ, в которых рассматривается взаимосвязь циркуляционных факторов и озоновых притоков тепла, очень мало. Влияние озона на меридиональную циркуляцию атмосферы рассматривается в [2], на зональную — в [1].

Следует отметить, что ни в одной из рассмотренных выше работ не учтена обратная связь между радиационными и фотохимическими процессами в озоносфере. Между тем она обуславливает одну из основных причин колебаний концентрации озона в верхней стратосфере, а именно его термическое разрушение. Благодаря этому эффекту выше 30 км колебания концентрации озона и температуры происходят в противофазе. Ниже этого уровня изменения концентрации озона и температуры имеют почти одинаковые фазы. Эта тесная корреляция объясняется тем, что вне области фотохимического равновесия флуктуации температуры и количества озона вызываются одними и теми же динамическими причинами — вертикальными движениями, горизонтальной адвекцией и макротурбулентным переносом. Нисходящие движения приводят к увеличению температуры и общего содержания озона. Адвекция тепла также сопровождается изменением содержания озона, так как в теплых областях озона больше, чем в холодных.

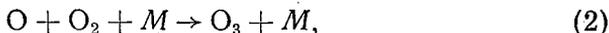
В климатологическом аспекте эффект зависимости количества озона от температуры при условиях фотохимического равновесия оказывает сильное стабилизирующее влияние на температуру в верхней стратосфере. Поэтому не учитывать его при теоретическом рассмотрении проблемы термического режима стратосферы нельзя.

Следуя работе [9], покажем, благодаря каким причинам фотохимическая концентрация озона на некотором уровне в атмосфере может зависеть от температуры воздуха на этом уровне.

Озон разрушается в результате двойных соударений



и образуется в результате тройных соударений



где M — произвольное третье тело (молекулы азота).

Коэффициент столкновения для первой реакции k_{13} , для второй — k_{12} ($\text{см}^3 \cdot \text{молекула}^{-1}$).

Совместное рассмотрение реакций (1) и (2), а также реакции диссоциации O_2 под действием ультрафиолетовых лучей приводят к следующему выражению для равновесной озонной концентрации на некотором уровне:

$$n_3 = \frac{n_2 I_2}{2 I_3} \left[\left(1 + \frac{4 k n_M I_3}{I_2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3)$$

где n_2 , n_3 , n_M (молекула · см⁻³) представляют концентрации O_2 , O_3 , M , I_2 и I_3 (квант · с⁻¹ · см⁻² · молекула⁻²) — скорости диссоциации.

Молекулярные концентрации n_2 и n_M зависят только от плотности O_2 и M на рассматриваемом уровне. Величины I_2 и I_3 зависят от распределения энергии в солнечном спектре, коэффициентов поглощения солнечной радиации молекулами O_2 и O_3 , массы O_2 и O_3 на пути луча от верхней границы атмосферы до рассматриваемого уровня.

Расчеты зависимости коэффициента k от температуры показали, что

$$k \sim e^{1/T}.$$

По этой причине меньшим температурам, как следует из (3), соответствуют большие равновесные концентрации n_3 .

Так как поглощение солнечной энергии озоном и результирующая скорость нагревания на некотором уровне зависят непосредственно от концентрации озона на этом уровне, то очевидно, что скорость озонного нагревания, т. е. озонный приток тепла есть функция температуры этого уровня.

Стабилизирующее действие рассматриваемого эффекта на температуру стратосферы иллюстрируем с помощью следующего примера.

Пусть днем уровень 50 км находится в радиационном равновесии при температуре 270 К. Повышение температуры на 30 К приведет к уменьшению скорости нагревания на 50% — от 3 К/3 ч до 1,5 К/3 ч. Кроме того, из-за более высокой температуры увеличится инфракрасное выхолаживание. В результате возникнет состояние разбаланса с большим излучением, чем поглощением, и температура начнет понижаться пока опять не будет достигнута равновесная температура 270 К. Аналогично понижение температуры на 30 К приведет к большему солнечному нагреванию, чем охлаждению, и температура будет стремиться увеличиться до своего равновесного значения.

Если рассматриваемый уровень не находится в радиационном равновесии, то температура радиационного равновесия должна быть заменена средней температурой уровня.

Так как зависимость n_3 от температуры имеет экспоненциальный характер, то возвращающая (восстанавливающая) сила будет экспоненциальной функцией отклонения температуры от равновесного (или среднего) значения.

Однако для слоев ниже 45 км эти рассуждения неверны, так как концентрация озона на нижних уровнях не определяется условиями фотохимического равновесия, т. е. формулой (3).

2. Численные эксперименты по моделированию термического и циркуляционного режима озоносферы. Мы поставили перед собой задачу рассмотреть совместное действие радиационных, фотохимиче-

ских и циркуляционных факторов при формировании климатологических полей температуры и ветра в стратосфере.

Для этой цели нами была выбрана циркуляционная модель Лиови, подробное описание которой можно найти в работах [12, 4, 6].

Система безразмерных уравнений модели имеет следующий вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{k_M}{\sigma}\right) u_1 - v_1 Y = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial z} + \left(\frac{1 - Y^2}{Y^2}\right) \frac{\partial T_1}{\partial Y} = 0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial Y} + \frac{\partial w_1}{\partial z} - w_1 = 0; \quad (6)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \sigma^{-1} (k_T + k_R)\right] T_1 + R_S w_1 = q_1, \quad (7)$$

где z , Y , τ — безразмерные координаты и время; $z = H^{-1}\pi$, $Y = \sin \varphi$, $\tau = \sigma t$, $\pi = -H \ln(p/p_s)$. T_1 , q_1 , u_1 , v_1 , w_1 — члены первого порядка разложения по малому параметру безразмерных зональной, меридиональной, вертикальной составляющих скорости ветра, температуры и внешнего радиационного притока тепла, связанных с координатами φ , π , временем и средними широтными значениями \bar{T} , \bar{q}_e , \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} следующими соотношениями:

$$T = (2\Omega\alpha)^{-2} RT^*;$$

$$\bar{T} = T_0(\pi) + T^*(\varphi, \pi, t);$$

$$q = (4\Omega^2 a^2 \sigma c_p)^{-1} R \bar{q}_e;$$

$$u = (2\Omega\alpha)^{-1} \operatorname{ctg} \varphi \bar{u};$$

$$v = (a\sigma)^{-1} \cos \varphi \bar{v};$$

$$w = (H\sigma)^{-1} \bar{w};$$

малый параметр $\varepsilon = \max |q| = R(4\Omega^2 a^2 \sigma c_p)^{-1} \max |\bar{q}_e|$ — безразмерная амплитуда внешнего радиационного притока тепла \bar{q}_e ;

$$T = T_1 \varepsilon + T_2 \varepsilon^2 + \dots;$$

$$q = q_1 \varepsilon + q_2 \varepsilon^2 + \dots;$$

$$u = u_1 \varepsilon + u_2 \varepsilon^2 + \dots;$$

$$v = v_1 \varepsilon + v_2 \varepsilon^2 + \dots;$$

$$w = w_1 \varepsilon + w_2 \varepsilon^2 + \dots$$

Здесь σ — годовая частота, Ω — угловая скорость вращения Земли, a — средний радиус Земли, k_M и k_T — коэффициенты параметризации макротурбулентных вязкости и теплопроводности, k_R — коэффициент параметризации внутреннего притока тепла,

$$R_s = (4\Omega^2 a^2 T_0)^{-1} g H^2 \left(\frac{R T_0}{c_p H} - \frac{dT_0}{d\pi} \right)$$

— параметр статической устойчивости, $p_s = 1000$ мбар.

Внешняя часть радиационного притока — часть, зависящая от внешних параметров: потока солнечной радиации, приходящей на верхнюю границу атмосферы, и состава атмосферы. Внутренняя часть радиационного притока зависит от температуры воздуха.

Дивергенция макротурбулентного потока момента количества движения принимается пропорциональной относительному моменту количества движения (коэффициент пропорциональности k_M).

Дивергенция макротурбулентного потока тепла принимается пропорциональной отклонению температуры T_0^* от значений $T_0(\pi)$, характеризующих состояние покоя. В качестве такого состояния выбрано радиационное равновесие.

Сток тепла q_r , связанный с излучением длинноволновой радиации в слое 30—80 км углекислым газом в полосе 15 мкм, в [12] представляется в форме

$$q_r = c_p (a - b T^*). \quad (8)$$

Величина q_r относится к единице массы.

Параметры a и b имеют следующие значения $a = 7,86 \cdot 10^{-6} \text{ C c}^{-1}$, $b = 5,26 \cdot 10^{-7} \text{ c}^{-1}$.

Суммарный радиационный приток тепла, записанный в форме

$$\bar{q}_n = \bar{q}_e(\varphi, \pi, t) - c_p k_R T^* = \bar{q}_s + \bar{q}_r, \quad (9)$$

где

$$k_R = \left(b + \frac{\partial q_s}{\partial T} \right) \quad (10)$$

(q_s — озоновый приток тепла к единице массы), учитывает как радиационный, так и фотохимический стабилизирующие эффекты в поле температуры.

В работе [12] рассматривался циркуляционный и термический режим мезосферы. Поэтому коэффициент k_R имел постоянное для всех высот значение, равное 10^{-6} c^{-1} .

Для стратосферы следует положить:

$$k_R = b + \frac{\partial q_s}{\partial T} \text{ на высоте 45 км и выше,}$$

$$k_R = b \text{ на высоте ниже 45 км.}$$

Численные эксперименты нами выполнены для летних условий в средней и верхней стратосфере (слой 20—60 км).

Озонные притоки тепла взяты из работы [3], где они получены на основании обработки измерений концентрации озона для различных уровней и сезонов. И использованные нами величины q_s/c_p представлены в табл. 1.

Таблица 1

Фактические величины $\overline{q_s/c_p}$ (К/сутки). Лето

Высота, км	Широта, град									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
60	6,1	6,3	6,5	7,8	8,2	8,2	9,0	12,0	14,0	14,1
50	9,3	10,2	10,2	11,0	12,0	12,6	13,0	14,0	14,1	14,2
40	4,5	4,9	5,0	5,0	5,4	5,8	6,0	6,0	6,1	6,2
30	2,0	2,0	2,2	2,3	2,3	2,3	2,4	2,5	2,6	2,7
20	0,2	0,3	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5

Величины q_r/c_p взяты из работы [10], где они получены на основании теоретических расчетов поглощения длинноволновой радиации в полосе 15 мкм CO₂ с помощью модели полосы с квазипостоянными границами и с применением операции линейного сглаживания. И использованные нами величины q_r/c_p даны в табл. 2.

Таблица 2

Величины $\overline{q_r/c_p}$ (К/сутки), использованные при расчетах. Лето

Высота, км	Широта, град									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
60	-4,5	-4,5	-4,7	-5,0	-5,8	-6,0	-6,1	-6,2	-6,2	-6,0
50	-10,0	-10,0	-10,0	-10,1	-9,9	-9,0	-9,0	-8,9	-8,8	-8,7
40	-7,0	-7,2	-6,6	-6,5	-6,5	-6,6	-6,7	-6,7	-6,6	-6,8
30	-2,2	-2,2	-2,2	-2,1	-2,0	-2,0	-2,0	-2,0	-2,0	-2,0
20	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5	-0,5

Внешние части притоков тепла q_{se} и q_{re} были рассчитаны методом последовательных приближений. В нулевом приближении T^* рассчитывалось по притокам q_s и q_r . Полученные таким образом значения T^* использовались для расчета первого приближения q_{se} и q_{re} . Затем цикл расчетов повторялся до тех пор, пока значения q_e в предыдущем и последующем приближении не становились близкими. Практически для этого оказалось достаточным двух приближений.

На рис. 1 представлено поле температуры стандартной атмосферы CIRA 1972, с которым мы сравнивали наши расчетные температуры [8].

Полученные таким образом значения $\bar{q}_e = \bar{q}_{se} + \bar{q}_{re}$, преобразованные в безразмерную форму и разложенные в ряд (4) из [4] были введены в правую часть уравнения (7). Результаты решения системы (4)–(7) представлены на рис. 3–6.

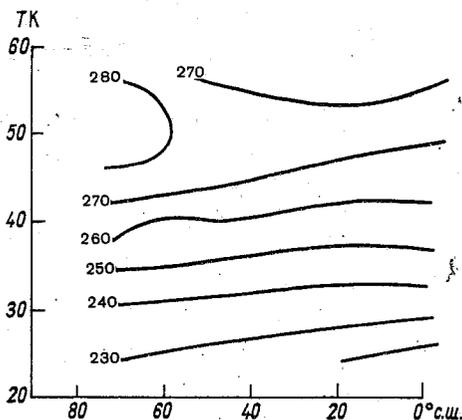


Рис. 1. Меридиональный разрез температуры стандартной атмосферы GIRA 1972.

На рис. 2 дан меридиональный разрез притоков q_e , полученный в результате представления в виде ряда (4) из [4] q_e фактических.

На рисунках положительным значениям u соответствует направление с запада на восток, положительным значениям v — направление от летнего полюса к зимнему. Положительным значениям w — направление снизу вверх. Величины u, v, w, T^* — амплитудные значения, соответствующие условиям экстремального летнего месяца — июля.

Теоретические величины температуры T , полученные с помощью соотношения

$$T = T_0(\pi) + T^*, \quad (11)$$

представлены на рис. 7.

В (11) $T_0(\pi)$ — среднее значение для данного уровня равновесной радиационной температуры. Летние величины $T_0(\pi)$, взятые нами из работы [11], на различных высотах имеют следующие значения:

h км	20	30	40	50	60	70	80
$T_0(\pi)$ К	215	243	280	290	284	255	232

Вертикальные скорости ω имеют порядок 0,1 см/с, что вполне удовлетворительно согласуется с результатами расчетов других авторов [13].

Из сравнения рис. 3 и 2 видно, что областям положительного притока q_e соответствуют восходящие вертикальные скорости, а областям отрицательного притока тепла — нисходящие вертикальные скорости.

Меридиональные скорости, имеющие порядок 10 см/с, в верхней стратосфере направлены от зимнего к летнему полюсу.

Отсюда можно сделать вывод, что радиационные притоки тепла q_s и q_r создают в стратосфере прямую замкнутую среднюю меридиональную циркуляцию, в которой воздух поднимается над летним

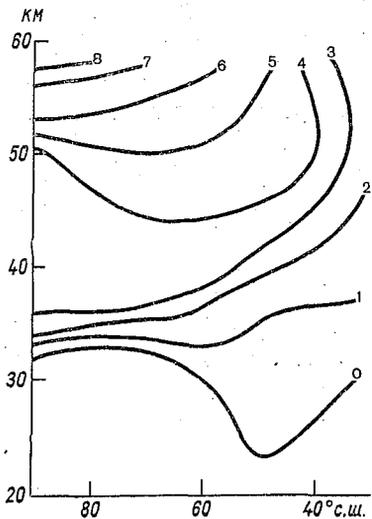


Рис. 2. Меридиональный разрез притоков тепла q_e К/сутки, $c=1$.

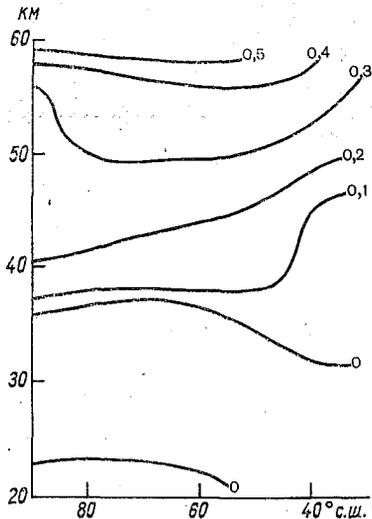


Рис. 3. Меридиональный разрез вертикальной составляющей скорости \bar{w} см/с, $c=1$.

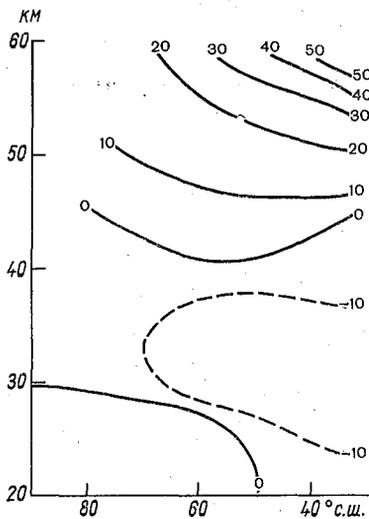


Рис. 4. Меридиональный разрез меридиональной составляющей скорости \bar{v} см/с, $c=1$.

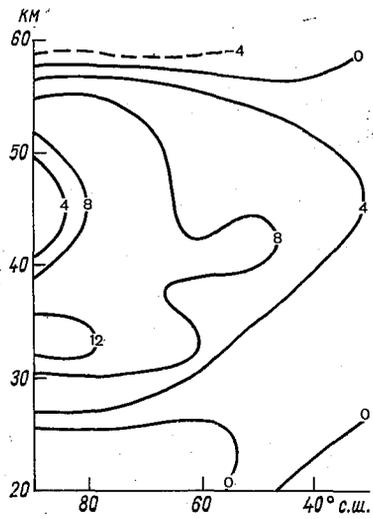


Рис. 5. Меридиональный разрез величины T^* К, $c=1$.

полюсом, движется к зимнему полюсу, там опускается и возвращается к летнему полюсу. Такая же меридиональная циркуляция была получена в работе [14].

Сравнение рисунков 5 и 3 показывает, что восходящим вертикальным скоростям в стратосфере соответствуют положительные значения T^* .

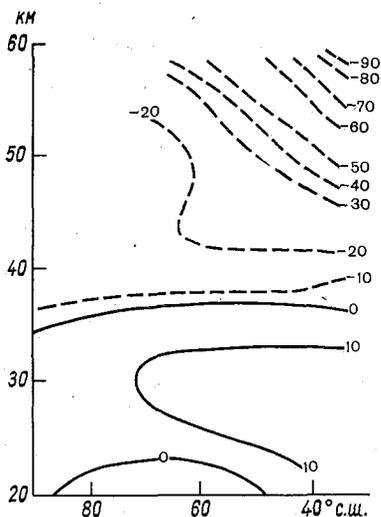


Рис. 6. Меридиональный разрез зональной составляющей скорости u м/с, $c=1$.

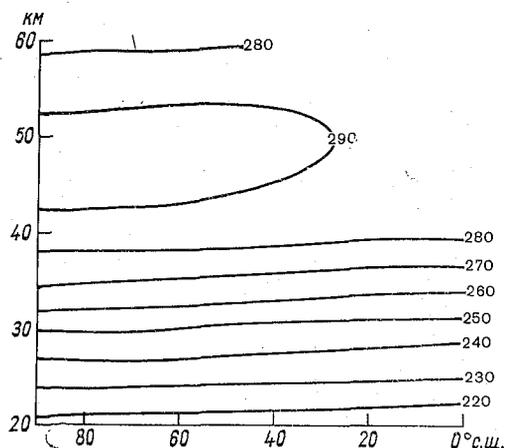


Рис. 7. Меридиональный разрез расчетных температур \bar{T} К, $c=1$.

Отсюда следует, что определяющим фактором изменения температуры в стратосфере является радиационный.

Поля расчетных и фактических температур согласуются удовлетворительно. Расчетное и фактическое поля отличаются малыми меридиональными градиентами температуры. Общая тенденция завышения температуры и появление области, ограниченной изотермой 290 К в слое 40—55 км, могут быть связаны с тем, что нами не учтен сток тепла, вызванный присутствием водяного пара в стратосфере. Этот сток в среднем не велик, но на высотах 40—60 км имеет максимум 1—3 К/сутки [10].

Поле зональных скоростей ветра представляет собой антициклоническую циркуляцию. Область максимальных восточных ветров находится на высоте 60 км в зоне 20—50° с. ш. Максимальная скорость 40 м/с. Все эти результаты хорошо согласуются с данными меридионального разреза зонального ветра стандартной атмосферы 1972 г. [8].

Нами также были проведены эксперименты с внешними притоками тепла q_e , отличными от нормальных (полученных из табл. 1 и 2). Эти эксперименты могут рассматриваться как моделирование

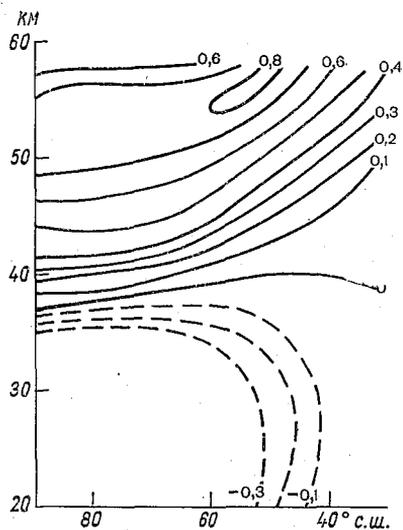


Рис. 8. Меридиональный разрез вертикальной составляющей скорости w см/с, $c=1,5$.

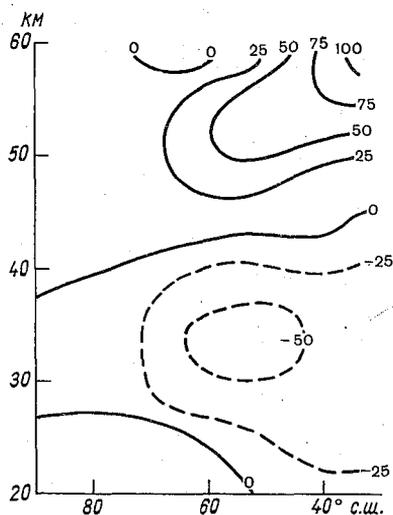


Рис. 9. Меридиональный разрез меридиональной составляющей скорости v см/с, $c=1,5$.

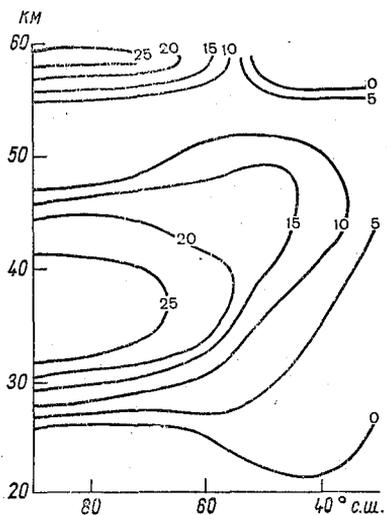


Рис. 10. Меридиональный разрез величины $T^* K$, $c=1,5$.

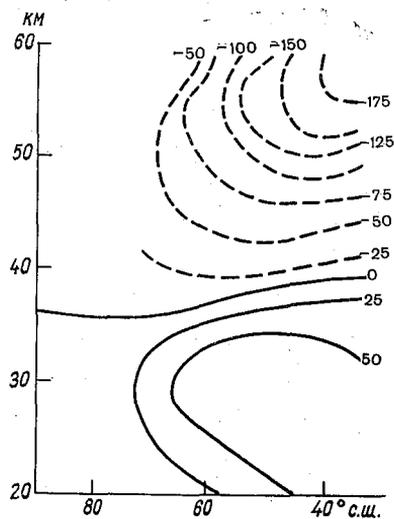


Рис. 11. Меридиональный разрез зональной составляющей скорости u м/с, $c=1,5$.

эффекта влияния на q_e таких внешних факторов, как, например, солнечная активность [15].

Для простоты предполагалось, что под действием этого внешнего фактора на всех широтах и высотах концентрация озона увеличивается в s раз относительно своих нормальных невозмущенных значений, которым соответствует $s=1$.

На рис. 8—11 представлены результаты расчетов для $s=1,5$. Расчеты были произведены также для $s=2,0$.

Так как притоки тепла q_s и q_{se} имеют наибольшие значения в верхней стратосфере, то их варьирование указанным выше способом оказывает наибольшее влияние на циркуляцию и температуру в верхней стратосфере.

В этом слое с увеличением q_{se} существенно возрастают все составляющие скорости ветра.

Общий вывод, который можно сделать на основании проведенных экспериментов с $s>1$, может быть сформулирован следующим образом.

Увеличение озонных притоков тепла под действием внешних факторов приводит в летней верхней стратосфере к увеличению интенсивности средней меридиональной циркуляции и антициклонического вихря.

Автор выражает искреннюю благодарность О. Н. Вишняковой, рассчитавшей q_s для случаев $s>1$, и Л. К. Ефимовой, обеспечившей выполнение всех необходимых расчетов на ЭВМ М-220.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белич Р. Б. О роли озона в формировании общей циркуляции стратосферы.— «Тр. ЦАО», 1970, вып. 93, с. 17—23.
2. Березин Б. М., Мирреч В. С. О влиянии озона на среднюю циркуляцию в верхней атмосфере.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1967, т. 411, № 5, с. 562—565.
3. Бекорюков В. И. и др. Сезонные изменения функции нагревания стратосферы над северным полушарием.— «Тр. ЦАО», 1967, вып. 76, с. 19—26.
4. Ефимова Л. К. Об уточнении одной численной схемы циркуляции в мезосфере.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 256, с. 168—178.
5. Ивановский А. И., Кивганов А. Ф. О роли радиационных и турбулентных притоков тепла в формировании температурной стратификации в стратосфере и нижней мезосфере.— «Тр. ЦАО», 1970, вып. 96, с. 54—63.
6. Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Численные эксперименты по циркуляционному и термическому режиму мезосферы.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 272, с. 44—58.
7. Рязанова Л. А., Трубников Б. Н. О роли притоков тепла в формировании термического режима стратосферы.— «Тр. ЦАО», 1966, вып. 69, с. 77—90.
8. CIRA 1972 (COSPAR International Reference Atmosphere 1972). Berlin, 1972.
9. Craig R., Ohring C. The temperature dependence of ozone radiational heating.— «J. Meteorol.», 1958, v. 15, N 1, p. 59—62.
10. Kuhn W., London J. Gufared radiative cooling in the middle atmosphere (30—110 km) — «J. Atm. Sci.», 1969, v. 26, N 2, p. 189—204.
11. Leovy C. Radiative equilibrium of the mesosphere.— «I. Atm. Sci.», 1964, v. 21, N 3, p. 238—248.

12. Leovy C. Simple models of thermally driven mesospheric circulation.—
«I. Atm. Sci.», 1964, V. 21, N 4, p. 327—341.
13. Murgatroyd R. J., Singleton F. Possible meridional circulations
in the stratosphere and mesosphere. Quart.—«J. Roy. Met. Soc.», 1961, v. 87,
N 372, p. 125—135.
14. Paetzold H. K., Piscalar F. Meridional Ozonverteilung und strato-
sphärische zirculation, Naturwissenschaften 1961, b 48, N 1, s. 474.
15. Paetzold H. K. Variation of the vertical ozone profile over middle
Europe from 1951 to 1968. Ann. geophys 1969, t. 25, p. 347—349.

РАСЧЕТЫ ГЕНЕРАЦИИ МАКРОТУРБУЛЕНТНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ДВИЖЕНИЙ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ ПО ДАННЫМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СТРАТОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Для изучения закономерностей общей циркуляции атмосферы весьма существенной оказывается информация об атмосферном энергетическом цикле, способствующая пониманию физической обусловленности циркуляционных процессов.

Разнообразие проблем атмосферной энергетики находит отражение в многочисленных направлениях соответствующих исследований.

Так, изучается энергетика как общей циркуляции в целом, так и отдельных ее звеньев (струйных течений, циклогенеза и т. д.) [1, 2, 9, 14, 19 и др.].

Представляют несомненный интерес и исследования энергетического состояния атмосферы в отдельные периоды времени, связанные с солнечной активностью, например [3, 6, 7]. Энергетические движения планетарного масштаба широко применяются в настоящее время и для изучения физической природы внезапных стратосферных потеплений [11, 12, 13, 16, 18 и др.].

Весьма перспективным оказалось изучение трансформации кинетической энергии, позволившее сделать важный вывод об определении среднего движения в задачах долгосрочного прогноза погоды и теории климата [8].

Исследования атмосферной энергетики проводятся как по экспериментальным данным, так и по данным численного моделирования.

В последнее время в связи с развитием работ по численному моделированию атмосферной циркуляции, начиная с работ Филлипса [17], результаты численных экспериментов многими авторами (Смагоринским [19], Миякода [13], и др.) сопровождаются энергетическим анализом моделируемых процессов. При этом изучаются возможные переходы кинетической в потенциальную энергию как среднего, так и нульсационного движения ($K_Z P_Z$, $K_E P_E$), а также трансформация энергии в области планетарных волн.

В настоящей работе энергетические расчеты проводятся также по данным численного моделирования. При этом изучается процесс генерации макротурбулентной кинетической энергии для движений различных масштабов по данным моделирования стратосферной циркуляции.

Понятие генерации кинетической энергии определяют, как известно, процессы перехода доступной потенциальной энергии в кинетическую энергию, осуществляемые посредством работы сил барического градиента, при этом генерация макротурбулентной кинетической энергии $G = V' \nabla \Phi'$ происходит в результате работы пульсаций горизонтальных сил барического градиента.

Изучение подобных процессов представляет интерес, в частности, по той причине, что вопросы генерации и переноса кинетической энергии имеют определяющее значение в проблеме взаимодействия между различными слоями атмосферы.

Для целей расчета генерации кинетической макротурбулентной энергии в различных спектральных интервалах движений в данной работе был использован метод спектрального представления составляющих уравнения баланса кинетической энергии турбулентности, предложенный в [5].

Следуя [5], выпишем выражение для генерации макротурбулентной кинетической энергии G' :

$$G' = \frac{i}{a} \left[U' \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial \theta} - \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi'}{\partial \varphi} \right) + V' \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial \theta} + \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi'}{\partial \varphi} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь U' , V' — отклонения компонент скорости ветра от скорости среднего движения, Φ' — отклонения геопотенциала от средних значений, другие обозначения — стандартные.

Члены уравнения баланса кинетической энергии макротурбулентных движений в [5] разлагаются в ряды по обобщенным сферическим функциям, в результате чего было получено следующее выражение для спектральных амплитуд генерации:

$$G_{l,n} = \frac{1}{a} \sum_{k=l+1}^{l_2} \sum_{s=-k}^k \sum_{q=l+1}^{l_2} \sum_{j=-q}^q (*) \sigma c(k, q, l; -1, 1, 0) \times \\ \times \sqrt{q(q+1)} \cdot \Phi_{q,j}(U_{k,s} + (-1)^{l-q-k} V_{k,s}), \quad (2)$$

где $\Phi_{q,j}$ — спектральные амплитуды поля геопотенциала, $U_{k,s}$, $V_{k,s}$ — спектральные амплитуды полей U и V ,

$$\sigma = \begin{cases} c(k, q, l; s, j, s+j) & \text{при } s+j=n; |k-q| \leq l \leq k+q; \\ 0 & \text{при } s+j \neq n; |k-q| > l; l > k+q; \end{cases}$$

$c(k, q, l; s, j, s+j)$ — коэффициенты Клебша-Жордана.

Очевидно, что исходными данными для расчетов $G_{l,n}$ по формуле (2) являются коэффициенты разложения поля скорости ветра по

обобщенным сферическим функциям, которые можно получить либо из экспериментальных данных, либо по модельным результатам.

Исходными данными для приведенных здесь расчетов генерации макротурбулентной кинетической энергии послужили результаты численного эксперимента по интегрированию уравнений тропосферно-стратосферно-мезосферной модели, предложенной в [4].

В этом численном эксперименте в качестве начальных условий были взяты реальные поля геопотенциала на различных изобарических поверхностях за 15 января 1968 г. Для расчетов мы привлекали модельные данные на стратосферных уровнях 10 и 90 мбар.

В приведенных расчетах применялась следующая схема параметризации макротурбулентности, а именно: в область среднего движения входили волны с волновыми числами от 1 до L , тогда как под спектральным интервалом турбулентного движения понимался интервал волн с волновыми числами от $L+1$ до $L+N$. В данных расчетах $L+N=9$, а L варьировалось от 3 до 7, вследствие чего варьировался и спектральный интервал движений, относимых к макротурбулентным.

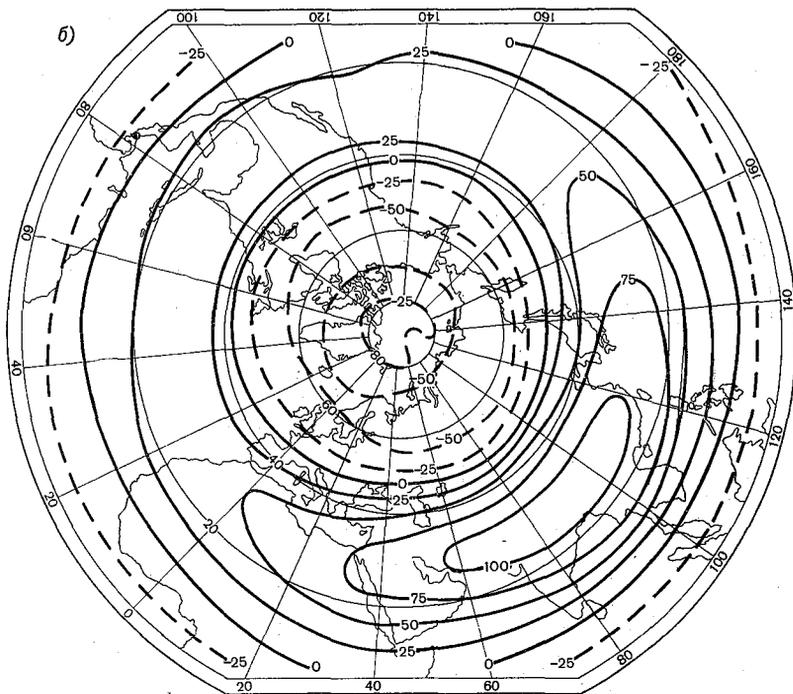
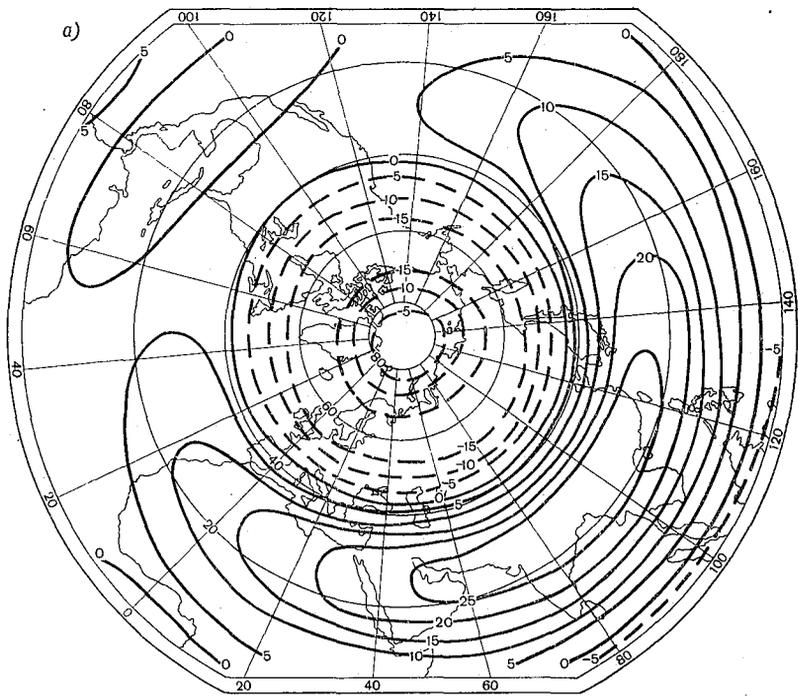
Результаты расчетов генерации макротурбулентной кинетической энергии для различных спектральных интервалов движений на поверхности 10 мбар по модельным результатам на пятые сутки интегрирования представлены на рис. 1—5. При этом рассматривались интервалы волн с волновыми числами 7—9, 6—9, 5—9, 4—9, 3—9.

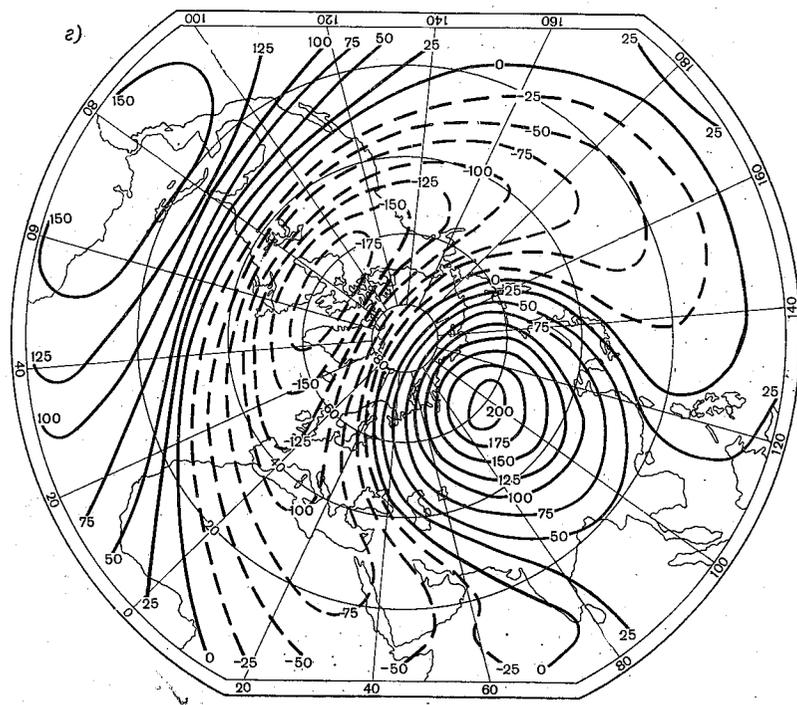
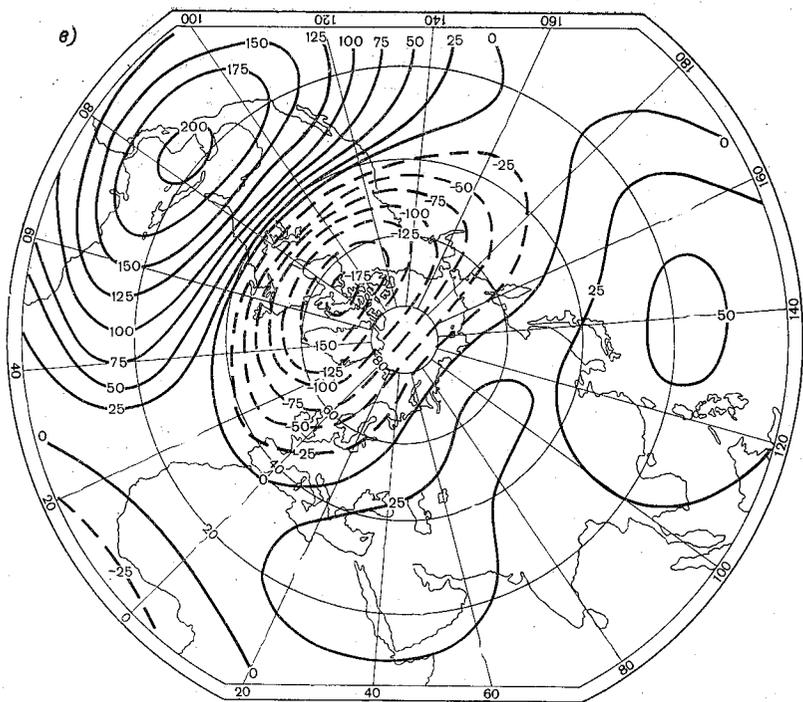
На рис. 1 значения функции G в системе СИ приводятся умноженными на величину a , где a — радиус земного шара. Расчеты проведены для всего северного полушария в узлах сетки 10° по долготе и 5° по широте.

Результаты расчетов хорошо иллюстрируют то обстоятельство, что по мере привлечения к рассмотрению волн с малыми волновыми числами т. е. при увеличении рассматриваемого спектрального интервала движений за счет длинных волн, поле функции генерации макротурбулентной кинетической энергии становится все более крупномасштабным. Сравнение результатов расчетов генерации макротурбулентной кинетической энергии, выполненных при варьировании спектральных интервалов, параметризующих макротурбулентное движение, показывает, что для циркуляционного процесса, описываемого моделью на пятые сутки интегрирования, максимальная интенсивность генерации приходится на интервал волн с волновыми числами 4—9.

Аналогичные закономерности характерны и для циркуляционного процесса на рассматриваемой поверхности, описываемого моделью на первые сутки интегрирования.

Выполненные расчеты генерации для более низкой стратосферной поверхности (90 мбар) по модельным данным на первые сутки интегрирования обнаруживают такие же закономерности в протекании процесса генерации макротурбулентной кинетической энергии. Что же касается циркуляционного процесса, описываемого моделью на пятые сутки интегрирования на этом уровне, то для него характерно плавное увеличение интенсивности генерации макротурбулент-





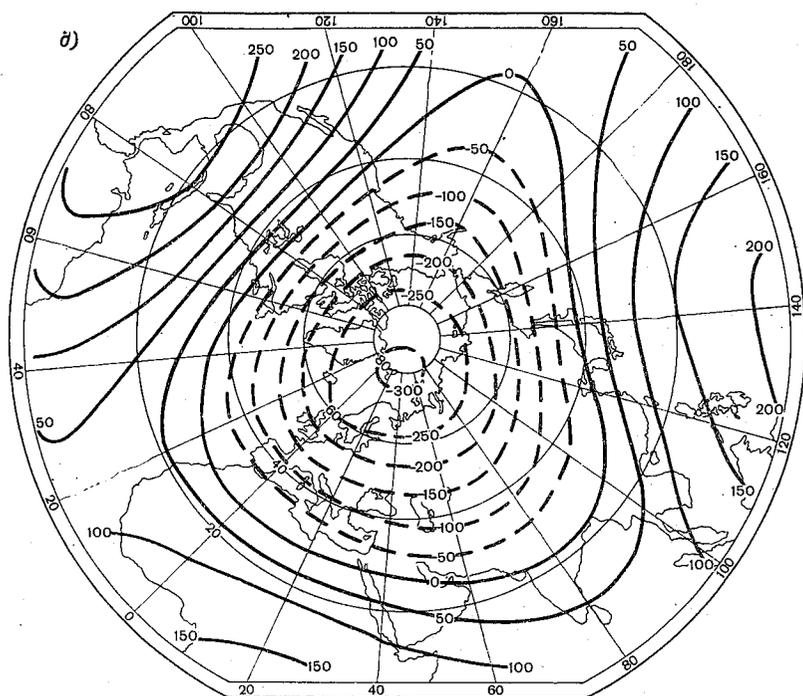


Рис. 1. Распределение функции $G^* = Ga$ для интервалов спектра волн по модельным результатам на пятые сутки интегрирования для поверхности 10 мбар.

а — с волновыми числами 7—9, б — с волновыми числами 6—9, в — с волновыми числами 5—9, г — с волновыми числами 4—9, д — с волновыми числами 3—9.

ной кинетической энергии при увеличении спектрального интервала макротурбулентных движений за счет длинных волн. Максимальный по интенсивности процесс генерации макротурбулентной кинетической энергии в этом случае свойствен волновому ансамблю 3—9. Возможное объяснение этому обстоятельству заключается в том, что период времени, для которого проводился численный эксперимент, совпадает с периодом разрушения мощного стратосферного потепления над восточной частью Канады. Стратосферные потепления же, как известно, сопровождаются коренной перестройкой циркуляции над всем полушарием. Таким образом смоделированные циркуляционные процессы в стратосфере на первые и пятые сутки интегрирования могут быть качественно различными, а следовательно, может быть различным и протекание атмосферного цикла преобразований различных форм энергии как среднего, так и макротурбулентного движения.

В частности, полученные результаты распределения интенсивности генерации макротурбулентной кинетической энергии для

движений различных масштабов по данным первых суток интегрирования, указывающие на то, что процесс генерации кинетической макротурбулентной энергии был максимален для волнового ансамбля 4—9, а не для ансамбля волн с волновыми числами 3—9, по-видимому, отражают то обстоятельство, что стратосферные потепления характеризуются интенсивными меридиональными макротурбулентными процессами.

Для всех других динамических процессов в стратосфере характерна ярко выраженная зональность в распределении геопотенциала и, по-видимому, возвращением поля геопотенциала в такое нормальное состояние и объясняется тот факт, что для модельных данных на пять суток интегрирования максимальная генерация приходится на ансамбль более длинных волн с волновыми числами 3—9.

Разумеется, для более категорического утверждения выявленной закономерности различного распределения интенсивности генерации макротурбулентной кинетической энергии по спектральным интервалам движений при различных состояниях циркуляции в стратосфере необходимы гораздо более многочисленные расчеты как по модельным, так и по фактическим данным.

Нам представляется, что подобная информация может быть полезной при исследовании интенсивных глобальных преобразований термобарических полей стратосферы, сопровождающих внезапные стратосферные потепления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенков Е. П. Вопросы энергетики атмосферных процессов, Л. Гидрометеоиздат, 1968, с. 168.
2. Борисенков Е. П. Некоторые проблемы и результаты теоретических и экспериментальных исследований энергетики общей циркуляции атмосферы.— В кн.: Проблемы общей циркуляции атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1972, с. 142—153.
3. Борисенков Е. П. Изменения энергии в атмосфере и их связь с солнечной активностью.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Труды 1-го Всесоюзного совещания 30 октября—1 ноября 1972 г. Л., Гидрометеоиздат, 1974, с. 111—120.
4. Ефимов В. А., Ракипова Л. Р., Ефимова Л. К. Моделирование динамического и термического взаимодействий между тропосферой, стратосферой и мезосферой.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана». 1974, т. 10, № 12, с. 1243—1254.
5. Ефимова Л. К. Спектральное представление составляющих уравнения баланса турбулентности.— «Тр. ГГО», 1974 г., вып. 298, с. 15—24.
6. Михневич В. В. Реакция атмосферы на возмущения на Солнце. В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Труды 1-го Всесоюзного совещания 30 октября—1 ноября 1972 г. Л., Гидрометеоиздат, 1974.
7. Михневич В. В. Энергия атмосферы и ветер в период возмущений на Солнце. Всесоюзное совещание по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере. (Тезисы докладов). Обнинск, изд. ГУГМС ИЭМ, 1973.
8. Юдин М. И. К определению среднего движения в задачах долгосрочного прогноза погоды и теории климата.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 272, с. 3—14.
9. Юдин М. И., Гусева И. П., Голод М. П. Спектральные характеристики трансформации кинетической энергии в атмосфере.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 298, с. 3—14.

10. Iwashima T. Observational studies of the ultra-long waves in the atmosphere. Part 2. Ultra-long wave energy processes during the stratospheric sudden warming. *Journ. Met. Soc. Jap.* 1974, v. 52, N 2, p. 120—142.
11. Johnson K. Preliminary study of stratospheric warming of Desember 1967—January 1968. *Month. weather Rev.* 1969, v. 97, N 8, p. 553—564.
12. Mablman J. D. Energetic of a «minor breakdoron» of the stratospheric polar night vortex.—*«J. Atm. Sci.»* 1969, v. 26, N 6, p. 1306—1317.
13. Miyakoda K., Stricler R. F., Hembree G. D. Numerical «simulation of a polar night vortex in stratosphere.—*«J. Atm. Aci.»*, 1970, v. 27, N 1, 139—154.
14. Oort A. H. On estimates of the atmosphere energy cycle. *Month. Weath. Rev.* 1964, v. 92, p. 483—493.
15. Oort A. H. On the energetics of the mean and eddy circulation in the lower stratosphere. *Tellus* 1964, v. 16, N 3, p. 414—432.
16. Perry I. S. Long-wave energy processes in the 1963 sudden stratospheric warming.—*«J. Atm. Sci.»*, 1967, v. 24, N 5, p. 539—550.
17. Phillips N. A. The general circulation of the atmosphere and numerical experiment. *Quart.—«J. of Rogal Met. Soc.»* 1956, v. 82, N 362.
18. Reed R. I., Wolf J. Z., Mishimoto H. A. A spectral analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early. 1957,—*«J. Atm. Sci.»*, 1963, v. 20, N 4, p. 256—275.
19. Smagorinsky J. S., Manabe, Hollway I. U. Numerical results from a nine level general circulation model of the atmosphere. *Month. Wea. Rew.* 1965, v. 93, p. 727—798.

К РАСЧЕТУ ОБОБЩЕННЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

Алгоритмы расчета обобщенных сферических функций (ОСФ), предложенные в [1, 2], несовершенны в том отношении, что не позволяют производить расчеты ОСФ при больших значениях волнового числа l . А именно, как в [1], так и в [2], для расчета ОСФ используется формула:

$$Q_{mn}^l(\cos \theta) = \sqrt{\frac{(l-m)!(l-n)!}{(l+m)!(l+n)!}} \left(\frac{1+\cos \theta}{1-\cos \theta}\right)^{\frac{m+n}{2}} \times \\ \times \sum_{j=\max(m,n)}^l \frac{(-1)^j (l+j)!}{(l-j)!(j-m)!(j-n)!} \left(\frac{1-\cos \theta}{2}\right)^j. \quad (1)$$

При этом контроль за правильностью вычислений можно осуществить по невязке соотношения

$$\sum_{n=-l}^l [Q_{mn}^l(\cos \theta)]^2 = 1. \quad (2)$$

При проведении расчетов по формуле (1) ограниченность разрядной сетки для представления чисел в ЭВМ приводит к тому, что расчеты ОСФ в приэкваториальной области уже при $l > 7$ дают существенные невязки в соотношении [2]. Согласно [2], аналогичные невязки при $(l \text{ и } n) \gg 1$ возникают и при проведении расчетов ОСФ по рекуррентным соотношениям, но в этом случае максимальные ошибки получаются в приполярной области.

Как показала практика расчета ОСФ при больших волновых числах, хороший результат дает интегральная формула, приведенная в [4]:

$$i^{-m-n} Q_{mn}^l(\cos \theta) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(l-m)!(l+m)!}{(l-n)!(l+n)!}} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \left(\cos \frac{\theta}{2} e^{\frac{i\varphi}{2}} + i \sin \frac{\theta}{2} e^{-\frac{i\varphi}{2}} \right)^{l-n} \times$$

$$\times \left(i \sin \frac{\theta}{2} e^{\frac{i\varphi}{2}} + \cos \frac{\theta}{2} e^{-\frac{i\varphi}{2}} \right)^{l+n} e^{im\varphi} d\varphi. \quad (3)$$

Если ввести следующие обозначения:

$$\cos \frac{\theta}{2} e^{\frac{i\varphi}{2}} + i \sin \frac{\theta}{2} e^{-\frac{i\varphi}{2}} = x_1 e^{iy_1}; \quad (4)$$

$$i \sin \frac{\theta}{2} e^{\frac{i\varphi}{2}} + \cos \frac{\theta}{2} e^{-\frac{i\varphi}{2}} = x_2 e^{iy_2}, \quad (5)$$

то окончательная формула для расчета ОСФ примет вид:

$$Q_{mn}^l(\cos \theta) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(l-m)!(l+m)!}{(l-n)!(l+n)!}} \times \\ \times \int_0^{2\pi} x_1^{l-n} x_2^{l+n} \cos(y_1(l-n) + y_2(l+n) + m\varphi + \\ + (m+n)\frac{\pi}{2}) d\varphi, \quad (6)$$

где

$$y_j = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sin \frac{\theta + (-1)^{j+1}\varphi}{2}}{\cos \frac{\theta + (-1)^j\varphi}{2}} \right); \quad (7)$$

$$x_j = \begin{cases} \frac{\cos \frac{\theta + (-1)^j\varphi}{2}}{\cos y_j} & \text{при } -\frac{\pi}{2} < y_j < \frac{\pi}{2}; \\ \pm \sin \frac{\theta + (-1)^j\varphi}{2} & \text{при } y_j = \pm \frac{\pi}{2}. \end{cases} \quad (8)$$

Величину ошибки каждого значения ОСФ можно приближенно оценить, произведя параллельно расчет мнимой части выражения для Q_{mn}^l . (для этого достаточно в (6) косинус заменить на синус). Интегрирование следует производить численно, например, по формуле трапеций. Тогда точность вычисления можно регулировать заданием шага интегрирования. Вследствие диссипации частот шаг интегрирования следует уменьшать по мере увеличения волнового числа l . Так при $l=25$ можно производить вычисления ОСФ с точностью до четырех знаков после запятой (т. е. невязка соотношения (2) не превосходит 10^{-4}), задав шаг интегрирования равным $0,5^\circ$. Следует отметить, что ошибка вычисления ОСФ в данном случае не зависит от аргумента функции.

ОПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рейнюк Г. И. Краткие четырехзначные таблицы обобщенных сферических функций.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 272, с. 102—124.
2. Сажин С. М. К расчету коэффициентов разложения метеополей по системе обобщенных сферических функций.— «Тр. Гидрометцентра СССР», 1974, вып. 125, с. 83—89.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНСФОРМАЦИИ И ГЕНЕРАЦИИ МАКРОТУРБУЛЕНТНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ СТРАТОСФЕРЫ ПО КЛИМАТИЧЕСКОМУ МАТЕРИАЛУ

Теоретическое и эмпирическое изучение преобразований различных видов энергии, происходящих при циркуляционных процессах, представляют собой область метеорологических исследований, интерес к которым в последнее время весьма усилился. Это обусловлено тем обстоятельством, что изучение атмосферных энергетических преобразований является одним из физических подходов к проблеме общей циркуляции атмосферы, помогающих глубже понять ее закономерности.

Исследования энергетики движений планетарного масштаба весьма разнообразны. В данной работе изучаются процессы преобразований макротурбулентной кинетической энергии, а именно ее трансформация и генерация. Эти энергетические характеристики являются достаточно информативными для изучения ряда закономерностей общей циркуляции атмосферы.

Так, генерация макротурбулентной кинетической энергии характеризует степень интенсивности энергообмена между слоями, расчеты же трансформации позволяют определить приток кинетической энергии от движений одних масштабов к движениям других масштабов, выделить зоны усиленного нелинейного обмена кинетической энергией между волновыми возмущениями и т. д.

Применяемая в данной работе теоретическая схема расчета спектральных характеристик трансформации и генерации макротурбулентной кинетической энергии изложена в [1].

Разработанный и реализованный на ЭВМ алгоритм расчета трансформации и генерации макротурбулентной кинетической энергии, основанный на спектральном представлении составляющих уравнения баланса энергии турбулентности [1], позволяет рассчитывать распределение на сфере названных энергетических характеристик.

Результаты расчетов по разработанной в [1] методике полей трансформации и генерации на различных уровнях в стратосфере,

в которых в качестве исходных данных использовались результаты численного моделирования стратосферной циркуляции, приведены в [3, 4, 2].

В данной статье приводятся результаты расчетов спектральных характеристик трансформации и генерации для стратосферных уровней 10, 30, 50 мбар. При этом исследовался интервал волн с зональными волновыми числами m от 0 до 4 и изучался обмен энергией между этими волнами и волнами с волновыми числами 4.

Целью расчетов являлось получение информации о том, какие волны вносят наибольший энергетический вклад и какие процессы свойственны рассматриваемому ансамблю волн в целом на различных стратосферных уровнях и при различных климатических ситуациях.

Для этого в качестве исходных данных надо было рассмотреть некие характерные климатические ситуации, свойственные процессам на выбранных уровнях. Из опубликованных данных известны лишь осредненные поля геопотенциала в стратосфере для всех месяцев года [6]. Эти данные представляют собой осредненные поля геопотенциала над всем северным полушарием за 12-летний период для уровня 10 мбар, 14-летний — для уровня 30 мбар и 16-летний — для уровня 50 мбар, т. е. за те периоды, за которые начали публиковаться и публикуются ежедневные и ежемесячные экспериментальные данные о полях геопотенциала для стратосферы. Они считаются климатологическими в том смысле, что представляют собой результат осреднения всех имеющихся в распоряжении опубликованных ежедневных данных о полях геопотенциала над всем полушарием. Соответствующее осреднение с привлечением более длинного ряда наблюдений дало бы больше оснований считать эти данные климатологическими, но в настоящее время это представляется невозможным, ввиду того что подобные экспериментальные данные стали получать и публиковать сравнительно недавно.

Расчеты производились для различных климатических ситуаций — середина зимы (январь), середина лета (июль), а также и для промежуточных сезонов — весна (апрель), осень (октябрь).

В табл. 1 приведены характерные средние по рассматриваемому волновому ансамблю ($m=0\div 4$) значения трансформации (T_r) и генерации G для комплексных спектральных амплитуд. При этом индексы r и i определяют вещественную и мнимую части амплитуды соответственно. В таблице приводятся значения в единицах энергии в системе СИ, умноженные на a/r , где a/r — радиус земного шара. Положительные значения $T_r^* = T_r$ и $G^* = G_r$ означают, что рассматриваемый волновой ансамбль среднего движения в целом получает кинетическую энергию за счет процессов трансформации или генерации соответственно. Отрицательные значения T_r^* и G^* соответствуют потере кинетической энергии данным интервалом волн.

Результаты расчетов, приведенные в табл. 1, указывают на то, что энергетические процессы в январе, в отличие от процессов в других сезонах, характеризуются усиленной положительной гене-

Таблица 1

Уровни мбар	T_{r}^{*}	T_{i}^{*}	G_{r}^{*}	G_{i}^{*}
Январь				
10	-0,07736	-1,6372	936,07	-54,943
30	2,0618	40,6671	252,44	-804,12
50	-0,00825	1,8210	-23,251	1,7745
Июль				
10	0,11297	0,87323	-7,67	-4,460
30	0,00777	-0,42047	-6,4852	1,1304
50	-0,00213	-0,41971	-2,7281	388,41
Апрель				
10	0,02126	-0,46664	-39,591	-4,8232
30	-0,03437	0,06574	-10,606	-1,8617
50	0,02900	-0,58755	-62,64	6,4281
Октябрь				
10	-0,00138	-0,36842	-7,087	-1,7867
30	0,00700	0,23720	14,94	0,9600
50	0,02045	0,1308	-6,28	1,3463
15 января 1967 г.				
10	0,20591	-0,94600	351,284	24,372
30	0,21502	1,5514	220,62	3,2931
50	-0,00011	-0,05311	117,73	-6,2253

рацией кинетической энергии на уровне 10 мбар, сопровождающейся интенсивной положительной трансформацией на уровне 30 мбар, где в то же время формируется процесс сильной отрицательной генерации.

При этом в слое 10—50 мбар для осредненных январских данных преобладает положительная генерация и положительная трансформация, т. е. волновый ансамбль $m=0\div 4$ получает энергию. В остальные сезоны года таких интенсивных процессов генерации и трансформации не наблюдается, за исключением уровня 50 мбар в июле, где сравнительно велика положительная генерация. На верхних уровнях в этот месяц генерация имеет небольшие отрицательные величины, трансформация также невелика. Процессы генерации в переходные сезоны также неинтенсивны (по сравнению с январем). Так, в апреле на всех рассмотренных уровнях

преобладает отрицательная генерация, в октябре она становится положительной только на уровне 30 мбар.

Процессы, характерные для середины зимы, изучались не только по средним климатическим данным, но и по конкретным ситуациям. Спектральные характеристики были рассчитаны для 15 января 1967 г. на тех же трех уровнях. Сезон 1967 г. был выбран потому, что в эту зиму не наблюдалось значительного стратосферного потепления, и, таким образом, эти данные могут быть в какой-то мере фоном при возможном сопоставлении с аналогичными характеристиками для случаев зимних стратосферных потеплений. Картина для этого конкретного дня (середины января 1967 г.) хорошо согласуется с климатическими данными. Как видно, в этом случае в целом для рассматриваемого интервала волн также преобладает на всех уровнях интенсивная положительная генерация, сопровождающаяся усиленной положительной трансформацией на уровне 30 мбар (на уровнях 10 и 50 мбар трансформация отрицательна, как и для средних климатических условий). Наиболее интенсивно процессы проходят на верхних уровнях. Если сравнить значения соответствующих величин, то для климатических данных значения G^* и Tg^* больше. Это, по-видимому, потому, что для получения климатических данных использовались и многочисленные данные, соответствующие ситуациям зимних стратосферных потеплений, при которых, как известно, наблюдается значительная перестройка термобарического поля стратосферы. Таким образом, сугубо предварительно, конечно, можно заключить, что для случаев зимних стратосферных потеплений следует ожидать значительное возрастание интенсивности процессов трансформации и особенно — генерации кинетической энергии для рассматриваемого волнового ансамбля.

Таким образом, процессы в январе следует считать наиболее энергоактивными из рассматриваемых климатических ситуаций. При этом кинетическая энергия генерируется с максимальной интенсивностью на верхнем уровне 10 мбар, и этот процесс довольно резко ослабевает на уровнях 30 и 50 мбар и сопровождается максимальной трансформацией (положительной) на уровне 30 мбар, в то время как процессы в летний период энергетически пассивны.

В табл. 2 приводятся в той же размерности величины трансформации и генерации кинетической энергии для отдельных спектральных амплитуд тех волн, которые вносят наибольший энергетический вклад на различных уровнях. Для каждого уровня выбраны по три волны, для которых процессы генерации и трансформации происходят наиболее интенсивно.

По знаку G^* и Tg^* можно судить, какие волны приобретают энергию (положительные значения) за счет пульсационной части движения, а какие теряют за счет передачи энергии названной части движения (отрицательные значения).

В табл. 2 n — зональное волновое число, l — меридиональное ($L = l - |m| + 1$).

Из таблицы видно, что энергетические процессы в январе являются особо активными. При этом наибольший приток кинетической

энергии в результате баротропного нелинейного переноса от флуктуационного движения ($m > 4$) приходится на волны с волновыми числами $|m|=3$, $L=2$ на уровне 30 мбар, в то время как волны с волновыми числами $|m|=1$, $l=4$ наиболее интенсивно теряют свою энергию в результате этого процесса на том же уровне. Что касается процесса генерации, то наибольший приток кинетической энергии осуществляется к волнам $|m|=2$, $|m|=1$, $L=2$. Наибольшая же потеря энергии в результате этого процесса свойственна зональной гармонике $|n|=0$ с меридиональным волновым числом $L=4$. При переходе к более низким уровням наблюдается уменьшение зонального волнового числа для волн, имеющих максимальные спектральные амплитуды ($|m|=1$ для уровня 30 мбар и $|m|=0$ для уровня 50 мбар).

Интересен тот факт, что в январе волна с меридиональным числом $L=4$ на уровнях 10 и 30 мбар интенсивно теряет энергию за счет процессов трансформации и генерации, тогда как волны с волновым числом $L=2$ приобретают энергию за счет обоих процессов. В июле наиболее активно приобретают кинетическую энергию в результате процесса генерации на уровне 50 мбар гармоники $|n|=0$ с меридиональными волновыми числами 3, 4 и теряют кинетическую энергию волны с меридиональными и зональными волновыми числами 2, 1.

Таким образом, в июле максимальные спектральные амплитуды генерации волны имеют на нижнем из рассмотренных уровней 50 мбар, что характерно и для апрельской, и для октябрьской ситуации, в то время как для января таким уровнем является уровень 10 мбар. Можно также отметить, что наибольший приток кинетической энергии от флуктуационного движения за счет процесса трансформации приходится на волну $|m|=3$, $l=2$ как для января, так и для июля. Для апреля максимальную спектральную амплитуду трансформации имеют волны с $|m|=3$, но с другим меридиональным волновым числом, $l=1$ на уровне 10 мб. И только в октябре максимальную спектральную амплитуду имеет волна с $|m|=2$, $l=2$. При этом в январе и октябре максимальные амплитуды трансформации имели волны на уровне 30 мбар, в июле и апреле — на уровне 10 мбар (причем, за исключением апреля, максимальные спектральные амплитуды положительны).

Максимальное количество энергии, получаемой различными волнами в переходные сезоны (октябрь, апрель), сравнительно невелико, и дифференциация энергии по волнам в апреле и октябре не выявляет каких-либо неустойчивых процессов.

Таким образом, результаты расчетов указывают на значительное различие в поведении отдельных длинных волн на разных уровнях и при различных климатических ситуациях.

В заключение заметим также, что обоснованием изучения волнового ансамбля $m=1 \div 4$ является то обстоятельство, что, как показали расчеты трансформации, приведенные в [2], его можно считать, следуя идее М. И. Юдина [5] об энергетически замкнутых системах волн, системой среднего движения для стратосферы.

Уровень, мбар	T _г * > 0			T _г * < 0			C _г * > 0			C _г * < 0		
	Волновые числа		Максималь- ные спект- ральные амплитуды									
	L	m		L	m		L	m		L	m	
Я н в а р ь												
40	4	0	0,121	1	3	-0,388	2	-2	1320	4	0	-1270
	4	-1	0,084	2	-1	-0,301	2	-1	1220	4	1	-829
30	1	-3	0,049	2	2	-0,245	1	-2	914	3	1	-771
	2	3	3,95	4	1	-2,18	3	-1	730	4	0	-747
	2	-3	3,95	4	-1	-2,14	3	-2	640	1	-3	-742
	2	-2	1,82	2	2	-1,82	4	-1	628	1	-2	-680
50	2	0	0,235	1	2	-0,202	4	0	16,1	4	-1	-10,3
	1	1	0,221	2	2	-0,042	3	0	8,92	3	-1	-8,96
	1	0	0,178	1	4	-0,020	4	1	6,40	2	1	-8,28
И ю л ь												
40	2	-3	0,306	1	4	-0,253	4	-1	6,26	4	1	-5,12
	2	-2	0,269	1	3	-0,173	1	3	4,38	2	2	-4,59
	3	-2	0,223	1	2	-0,140	2	1	4,28	1	2	-4,89
30	1	0	0,041	2	-1	-0,102	3	1	6,89	1	2	-6,51
	4	1	0,033	3	-1	-0,077	2	0	5,66	4	0	-5,75
	3	1	0,021	1	4	-0,055	4	1	4,75	4	-1	-3,54

50	1	2	0,152	1	-4	-0,149	3	0	165	2	1	-150
	3	0	0,082	2	-3	-0,136	4	0	130	2	2	-133
	2	-1	0,071	1	1	-0,107	4	1	74,9	1	2	-97,5

Апрель

10	3	-2	0,169	1	4	-0,353	4	0	17,4	2	-1	-13,1
	2	-2	0,163	1	3	-0,235	3	0	9,33	3	-1	-8,98
	4	1	0,157	2	-1	-0,204	4	1	7,75	2	1	-8,02
50	1	-3	0,0965	1	3	-0,179	4	0	9,28	3	2	-5,61
	2	-2	0,0946	1	4	-0,174	1	3	4,89	3	-2	-4,14
	4	0	0,0919	2	2	-0,128	2	1	3,65	2	-1	-3,96
50	1	-3	0,179	1	3	-0,287	4	0	22,9	2	1	-23,9
	4	1	0,131	2	-1	-0,286	3	0	22,4	2	2	-18,2
	4	0	0,0888	1	4	-0,266	4	1	19,6	4	-1	-14,5

Октябрь

10	1	-4	0,0920	1	2	-0,0622	1	2	7,61	4	1	-9,45
	3	-2	0,0908	2	1	-0,0561	1	3	6,97	3	2	-7,73
	2	-3	0,0821	3	1	-0,0893	4	0	4,95	3	1	-6,90
50	2	-2	0,105	2	1	-0,0845	2	-1	17,8	4	-1	-8,51
	2	-1	0,0904	2	3	-0,0452	3	-1	9,0	2	1	-7,94
	2	-3	0,0837	1	3	-0,0857	3	0	8,09	2	2	-6,55
50	1	0	0,0742	1	3	-0,0986	2	-1	21,4	4	0	-14,7
	4	1	0,0730	1	4	-0,0747	2	0	14,50	2	2	-8,95
	3	1	0,0640	2	3	-0,0559	3	-1	7,83	4	-1	-8,06

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефимова Л. К. Спектральное представление составляющих уравнения баланса турбулентности.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 298, с. 15—24.
2. Ефимова Л. К. К определению среднего движения по результатам численного моделирования циркуляции в стратосфере.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 353, с. 36—39.
3. Ракинова Л. Р., Ефимова Л. К. Анализ энергетических характеристик стратосферы по результатам численных экспериментов. Труды Всесоюзного совещания по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере. Л., Гидрометеоиздат, 1975.
4. Ракинова Л. Р., Ефимова Л. К. Преобразование макротурбулентной энергии в зимней стратосфере.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 355, с. 49—61.
5. Юдин М. А. К определению среднего движения в задачах долгосрочного прогноза погоды и теории климата.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 272, с. 3—14.
6. Meteorologische Abhandlungen. Bd. 100, N 4, 1972.

О СОПОСТАВЛЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВНЕЗАПНЫХ ПОТЕПЛЕНИЙ В СТРАТОСФЕРЕ С ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Результаты исследования пространственно-временной структуры стратосферных потеплений с помощью индексов, приведенные в работе [2], показали чрезвычайное удобство использования их для описания развития явления и их объективность, позволили получить такие важные характеристики, как дата начала потепления, дата его максимального развития, направление распространения по вертикали возмущений в полях температуры и геопотенциала. На основании полученных параметров потеплений оказалось возможным произвести их классификацию.

Как указывается в [2], для описания процесса изменения температуры при потеплениях применялся индекс $\pm\Delta T_m$, который представляет собой максимальное изменение температуры (положительное или отрицательное), зафиксированное на карте изаллотерм северного полушария в течение потепления. Разности температур ΔT определялись для интервала времени, равного четырем суткам. Соображения по поводу выбора именно такого временного интервала можно найти в [5].

Отличительной чертой индекса $\pm\Delta T_m$ по сравнению с обычно встречаемыми в литературе характеристиками температурного поля (ход температуры на отдельных станциях, изменение средних зональных температур за период потепления) является то, что, имея траекторию его движения, можно получить картину протекания процесса не только во времени, но и в пространстве по всему полушарию.

Это дает нам дополнительную информацию для выяснения причин возникновения потеплений.

Для характеристики преобразования при потеплениях циркуляции и горизонтального поля температуры в работе [2] использовались индексы, предложенные Джонсоном [3].

Индекс, характеризующий циркуляцию ЦП, представляет собой разность квадратов амплитуд зональных волн поля геопотенциала с волновыми числами $m=1$ и $m=2$:

$$\text{ЦП} = 3 \cdot 10^{-4} (C_2^2 - C_1^2), \quad (1)$$

где

$$C_i^2 = A_i^2 + B_i^2, \quad (2)$$

а $3 \cdot 10^{-4}$ — нормирующий множитель, A_i и B_i — соответственно синусовый и косинусовый коэффициенты i -тых гармоник определяются по следующей формуле:

$$\begin{Bmatrix} A_i \\ B_i \end{Bmatrix} = \frac{1}{6} \sum_{k=0}^{11} H_k \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} \frac{\pi_i k}{6}. \quad (3)$$

Здесь H_k — высота (дкм) на данной долготе. Индекс ЦП изменяется в ограниченных пределах (от -12 до $+12$).

Возможны следующие случаи циркуляционных процессов:

ЦП > 0 — в волновой структуре поля геопотенциала преобладают волны с $m=2$ (случай расщепления полярного вихря или его сильной деформации — эллиптичности).

ЦП < 0 — в волновой структуре поля геопотенциала преобладают волны с $m=1$ (случай смещения — эксцентричности полярного вихря);

ЦП $= 0$ — этот случай соответствует или невозмущенной (зональной) циркуляции, если это равенство выполняется в течение длительного времени, или преобразованию одноволновой структуры поля в двухволновую, если это равенство выполняется в течение одного — четырех дней.

Индекс, характеризующий горизонтальное поле температуры для данной изобарической поверхности ТП, представляет собой разность между температурой на полюсе и средней зональной температурой на некотором круге широты (обычно на 60° с. ш.). Переход ТП через нуль свидетельствует о перестройке меридионального поля температуры.

Сравнивая временной ход индексов, можно судить о распространении циркуляционных и термических возмущений на данной изобарической поверхности при потеплении.

Наиболее перспективным подходом к решению проблемы возникновения этого явления является энергетический, так как важно знать, откуда поступает энергия к рассматриваемому слою и как она перераспределяется. В настоящее время существует обширная литература, в которой на основании экспериментальных данных рассматривается энергетический и тепловой баланс стратосферы во время потеплений. Анализ имеющихся работ по этому вопросу содержится в [1]. В этих работах рассчитанные временные вариации зональной и вихревой кинетической, зональной и вихревой доступной потенциальной

энергии и их приращений сравниваются в основном с ходом зонально-осредненной температуры и ветра на различных уровнях.

Представляет интерес выяснить, насколько выбранные нами индексы $\pm\Delta T_m$, ЦП и ТП являются более наглядными и объективными характеристиками развития процесса потепления по сравнению с энергетическими характеристиками. Для этого сравним графики хода временных вариаций стратосферной зональной и вихревой кинетической, зональной и вихревой доступной потенциальной энергии и их превращений в слое 100—10 мбар, полученные в работе [4], с графиками хода $+\Delta T_m$, ЦП и ТП для потепления 1963 г., построенными нами по методике, предложенной в работе [2]. Мы не обсуждаем ход индекса $-\Delta T_m$ (представляющего собой величину изменения температуры в очагах максимальных отрицательных ее изменений, которые соответствуют очагам $+\Delta T_m$ и являются сопряженными с ними), так как он не носит правильного характера.

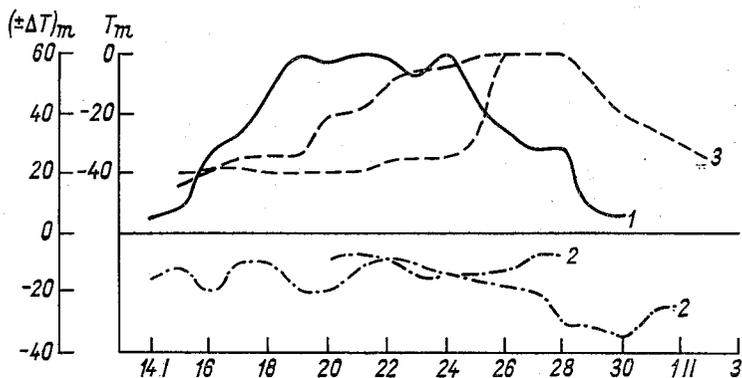


Рис. 1. Временной ход максимальных положительных ($+\Delta T_m$) (1), максимальных отрицательных ($-\Delta T_m$) (2) изменений температуры и максимальных температур T_m (3) на поверхности 10 мбар.

По графику $+\Delta T_m$ для уровня 10 мбар (рис. 1) дата начала потепления приходится на 14 января. На графиках вариаций различных видов энергии и их превращений (рис. 2 и 3) зональная кинетическая энергия K_z имеет максимум 12 января, т. е. до начала потепления по графику $+\Delta T_m$, затем уменьшается и достигает минимума 6 февраля, когда по графику $+\Delta T_m$ потепление уже закончилось. Температура начала расти 15 января и вернулась к своему первоначальному уровню 6 февраля. (Ход максимальных значений температуры T_m показан на рис. 1 линией 3.)

Вихревая кинетическая энергия K_E достигает максимума 17 января, на 5 дней позже образования пика K_z . Эта дата примерно совпадает с датой перехода индекса ЦП через нуль, что свидетельствует о перестройке циркуляции из одноволновой формы в двухволновую. В это время достигли своего максимума $\langle A_E \cdot K_E \rangle$ — превра-

щение вихревой потенциальной в вихревую кинетическую энергию, $\langle K_E \cdot K_z \rangle$ — переход вихревой кинетической в зональную кинетическую энергию, $\langle K_z \cdot A_z \rangle$ — превращение зональной кинетической в зональную потенциальную энергию. Пик доступной вихревой потенциальной энергии A_E отмечается тогда, когда индекс $+\Delta T_m$ имеет самое большое значение, т. е. 22 января, что соответствует дате максимального развития потепления. Рост A_E до максимального значения сопровождается одновременным ростом $\langle A_z \cdot A_E \rangle$ — перехода зональной потенциальной энергии в вихревую потенциальную энергию, 22 января достигает максимума индекс ЦП и в тот же день начинается рост индекса ТП (рис. 4), что свидетельствует о начале перестройки горизонтального поля температуры. 24—26 января происходит переход через нуль индекса ТП, $\langle A_E \cdot K_E \rangle$, $\langle A_z \cdot A_E \rangle$, $\langle K_z \cdot A_z \rangle$, следовательно, направление превращений энергии изменилось. Величины $-\langle A_E \cdot K_E \rangle$, $-\langle A_z \cdot A_E \rangle$ достигли экстремальных значений 27 января,

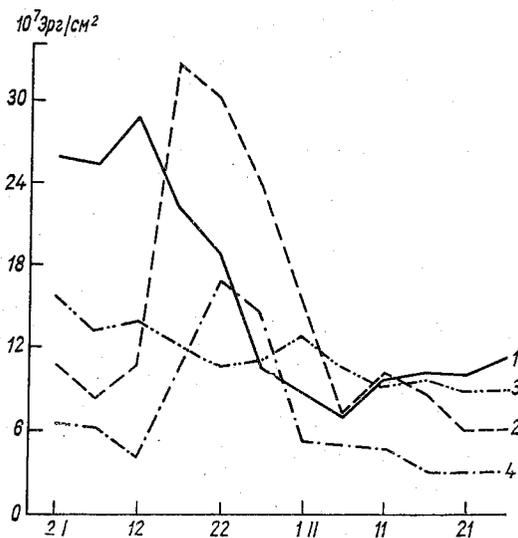


Рис. 2. Временные вариации стратосферной зональной кинетической энергии K_z (1), вихревой кинетической энергии K_E (2), зональной доступной потенциальной энергии A_z (3), вихревой доступной потенциальной энергии A_E (4) для потепления в январе — феврале 1963 г.

странственно-временных и энергетических характеристик потеплений свидетельствует о тесной внутренней связи между этими характеристиками. Поэтому нам представляется полезным производить совместный анализ вариаций различных видов энергий, их превращений и переходов и индексов, описывающих пространственно-временную структуру полей температуры и геопотенциала.

а величина перехода кинетической энергии от вихревого движения к зональному колебалась около нуля. В свою очередь индекс ТП достиг максимума 27 января и со сдвигом в два дня нулевого значения (29 января). Следует отметить, что с 25 по 28 января наблюдаются максимальные значения температуры для потепления 1963 г.

30 января отмечается конец внезапного потепления по графику $+\Delta T_m$, хотя очаг T_m на картах изотерм исчез только 6 февраля. Данные о ходе явлений во время потепления 1963 г. приведены в таблице.

Совпадение во времени экстремальных и нулевых точек в ходе про-

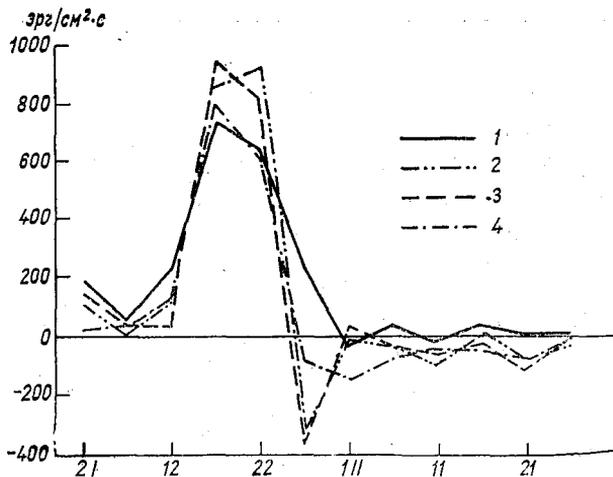


Рис. 3. Временные вариации переходов вихревой кинетической в зональную кинетическую энергию $\langle K_E \cdot K_z \rangle$ (1), зональной доступной потенциальной энергии в вихревую доступную потенциальную энергию $\langle A_z \cdot A_E \rangle$ (2), превращений вихревой доступной потенциальной энергии в вихревую кинетическую энергию $\langle A_E \cdot K_E \rangle$ (3), зональной кинетической энергии в зональную доступную потенциальную энергию $\langle K_z \cdot A_z \rangle$ (4).

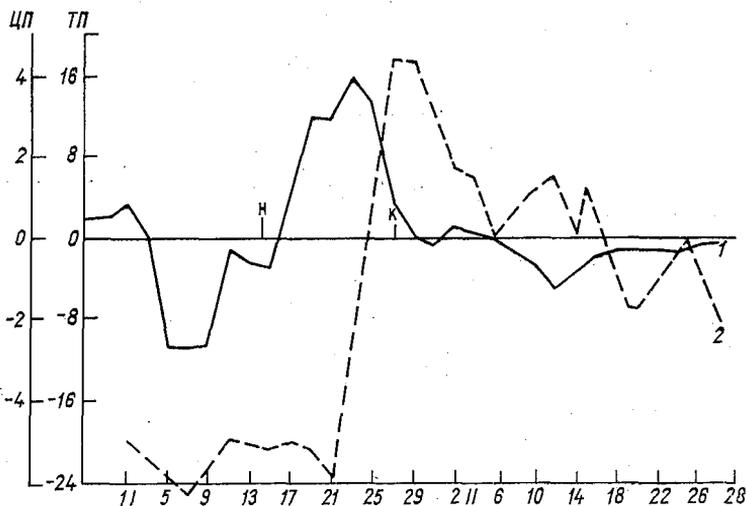


Рис. 4. Временной ход индекса ЦП (1), индекса ТП (2) на поверхности 10 мбар для потепления в январе — феврале 1963 г. н — начало, к — конец.

Дата	Явление
12 I	Макс. K_z
14 I	Начало потепления по графику $+\Delta T_m$
17 I	Переход ЦП через нуль (рост)
	Макс. K_E
	" $\langle A_E \cdot K_E \rangle$
	" $\langle K_E \cdot K_z \rangle$
	" $\langle K_z \cdot A_z \rangle$
22 I	" $+\Delta T_m$
	" A_E
	" $\langle A_z \cdot A_E \rangle$
	" ЦП
	Начало роста ТП от отрицательных значений
24—26 I	Переход ТП через нуль (рост)
	" $\langle A_E \cdot K_E \rangle$ через нуль (падение)
	" $\langle A_z \cdot A_E \rangle$ " "
	" $\langle K_z \cdot A_z \rangle$ " "
27 I	Макс. ТП
	" $-\langle A_E \cdot K_E \rangle$
	" $-\langle K_z \cdot A_E \rangle$
	" T_m
29—30 I	Переход ЦП через нуль
	Конец потепления по графику $+\Delta T_m$
6 II	Мин. K_z , возвращение температуры к первоначальному уровню

На основе энергетических и пространственно-временных характеристик потепления можно разделить на две фазы, как указывается и в [6]. Во время первой фазы зональная кинетическая энергия K_z и зональная потенциальная энергия A_z непрерывно уменьшались, причем более высокие их значения отмечались до начала потепления на графике $+\Delta T_m$ (14 января). В [4] отмечается, что зональная кинетическая энергия уменьшается в 4 раза между началом потепления и временем обращения меридионального температурного градиента. Нарушение зонального распределения температуры в период потепления проявилось в постепенном уменьшении зональной потенциальной энергии A_z . Изменение A_z составляет, однако, только 30%,

что мало по сравнению с уменьшением K_z , которое составляет 75% [4].

Вихревая энергия соответствующих форм на начальной стадии потепления возрастает, причем K_E достигает максимума (17 января) раньше, чем A_E (22 января).

Дата максимума A_E совпадает с датой максимума $+\Delta T_m$ (пик развития потепления) и максимума $\langle A_z \cdot A_E \rangle$. Как отмечает Рид, Вольф, Нишимото [6], переход $\langle A_z \cdot A_E \rangle$ связан с двухъячейистой схемой меридиональной циркуляции, что нашло свое отражение в том, что на 22 января приходится максимум ЦП. Начиная с этой даты потепление идет на убыль; это сопровождается уменьшением всех видов энергии и их превращений, хотя максимальные значения температуры для потепления 1963 г. наблюдались с 25 по 28 января.

После перестройки циркуляции из одноволновой формы в двухволновую перестраивается средний меридиональный градиент температуры, 24—26 января происходит переход ТП через нуль и его последующий рост, одновременно перешли через нуль и изменили направление превращения энергии $\langle A_E \cdot K_E \rangle$, $\langle A_z \cdot A_E \rangle$, $\langle K_z \cdot A_z \rangle$.

Для энергетического цикла в период со 2 по 27 января было характерно следующее направление превращений энергии: из зональной потенциальной энергии в вихревую потенциальную энергию, в вихревую кинетическую энергию, в зональную кинетическую энергию, в зональную потенциальную энергию. Диаграмма превращений энергии в период со 2 по 27 января представлена в работе [4].

27 января, как указывается в [4], меридиональный температурный градиент меняет знак. Происходит резкое уменьшение всех видов энергии. Начинается фаза разрушения потепления, очаг $+\Delta T_m$ прекращает свое существование 30 января. Но потепление еще проявляет себя в поле температуры (которая достигла своих максимальных значений, как указывалось выше 25—28 января и вернулась к первоначальному уровню 6 февраля) и в ходе индекса ТП, имеющего максимум 27 января и перешедшего через нуль 6 февраля. Направление превращения энергии стало обратным за исключением перехода из вихревой кинетической энергии в зональную кинетическую энергию. Диаграмма превращений энергии за период с 27 января по 26 февраля представлена в работе [4].

Произведенное сопоставление пространственно-временных и энергетических характеристик внезапного потепления в стратосфере указывает на совпадение во времени экстремальных и нулевых точек в ходе индексов, описывающих пространственно-временную структуру потеплений, и вариаций различных видов энергий и их превращений, что свидетельствует о тесной внутренней связи между ними.

Совместный анализ обоих видов характеристик позволяет более глубоко понять процесс развития потеплений.

Высказанное свидетельствует о том, что метод исследования потеплений с помощью индексов, предложенный в работе [2], способен давать важную информацию для изучения энергетических процессов в стратосфере во время потеплений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ракипова Л. Р. Современное состояние проблемы стратосферных потеплений.— «Труды ААНИИ», 1972, вып. 311, с. 5—17.
2. Ракипова Л. Р., Котлярь И. В. Пространственно-временная структура стратосферных потеплений.— «Труды ААНИИ», 1972, вып. 311, с. 80—91.
3. Johnson K., Miller A., Gelman M., Proposed indices characterizing stratospheric circulation and temperature fields, Month. Weath. Rev., 1969, v. 97, N 8, p. 565—570.
4. Julian P. R. Labitzke K. B., A study of atmospheric energetics during the January—February 1963 stratospheric warming,— «J. Atm. Sci.», 1965, v. 22, N 6, p. 597—610.
5. Hirota I., The vertical structure of the stratospheric sudden warming,— «J. Met. Soc.», Japan, 1967, v. 45, N 55, p. 422—435.
6. Reed R. J., Wolf J. Z., Nishimoto H. A., A spectral analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957,— «J. Atm. Sci.», 1963, v. 20, N 4, p. 256—275.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПРОГНОЗЫ КРУПНЫХ АНОМАЛИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

В последние годы статистические прогнозы, основанные на методе оптимального множественного линейного экстраполирования стационарных случайных процессов, находят все большее применение в различных областях гидрометеорологии. Накопленный к настоящему времени опыт практического использования таких статистических прогнозов показал, что они дают результаты не худшие, а в некоторых случаях лучшие, чем другие методы прогнозов. Однако из литературы известно, что крупные аномалии не удается предсказать по этому методу и объясняется это тем, что его нельзя применять к нестационарным рядам. В то же время для практики прогноз крупных аномалий имеет наибольшее значение.

В настоящей статье предложен способ совершенствования существующего метода оптимального множественного линейного экстраполирования стационарных случайных процессов, в частности, дополнен выбор оптимальных условий прогнозирования, что позволило, как будет показано в статье, значительно повысить эффективность статистических прогнозов и добиться предсказания крупных аномалий гидрометеорологических характеристик.

Теория оптимального линейного экстраполирования стационарных случайных процессов впервые была применена в гидрометеорологии Ю. М. АLEXИНЫМ [1]. Прогностическое уравнение, предложенное в [1], имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 q_{t+m-1} &= k_{m,1}q_{t-1} + k_{m,2}q_{t-2} + \dots + k_{m,n}q_{t-n} = \\
 &= \sum_{\tau=1}^n k_m(\tau) q(t-\tau),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $q_{t-1}, q_{t-2}, \dots, q_{t-n}$ — члены временного ряда макроявления за предшествующие годы наблюдений; q_{t+m-1} — экстраполированный (спрогнозированный) член ряда с заблаговременностью m лет; $k_{m,1}, k_{m,2}, \dots, k_{m,n}$ — оптимальные коэффициенты линейного экстраполирования с заблаговременностью m .

Методика прогнозирования по этому уравнению состоит в следующем. По ряду наблюдений находится корреляционная функция, по корреляционной функции определяется спектральная плотность, затем находится оптимальная передаточная функция, далее определяются коэффициенты экстраполяции как значения оптимальной весовой функции и, наконец, вычисляется прогнозируемая величина. Практическое решение уравнения (1) подробно представлено в [2 и 3].

Рассмотренный метод оптимального множественного линейного экстраполяции стационарных случайных процессов, как и все новые методы, при практическом применении получил дальнейшее развитие и совершенствовался. Например, многочисленные прогнозы океанологических характеристик по этому методу показали, что решающим в достижении положительных результатов проведенных прогнозов является не только заметная внутренняя скоррелированность исследуемых процессов и высокое качество применяемого метода прогнозирования, но и корректный выбор оптимальных условий при прогнозировании [4—7]. Представляется, что можно привести такое сравнение: точное задание оптимальных условий в статистических моделях так же важно, как правильное задание граничных условий при реализации гидродинамических моделей. Результаты статистических прогнозов, выполненных в [4—7], показали, что, кроме указанных в [1—3] оптимальных условий, необходимо еще выявлять оптимальный расчетный период (или исходный ряд, по которому вычисляется корреляционная функция) и оптимальную заблаговременность. Следует отметить, что последний критерий, на первый взгляд, противоречит тому, что в реальных случайных процессах (в силу их нестационарности) точность прогнозирования с увеличением заблаговременности падает.

Для подтверждения целесообразности выбора предложенных оптимальных условий обратимся к анализу структуры реальных процессов. Известно, что в природе почти не имеется чисто стационарных процессов. Большинство реальных процессов имеет квазистационарный или нестационарный характер с присущими им локально-стационарными и периодически нестационарными интервалами [8]. Поэтому при прогнозировании таких процессов по методу оптимального экстраполяции случайных функций, основанному на стационарности рядов, возможно и даже необходимо выбрать оптимальные расчетные периоды и оптимальные заблаговременности, при которых нестационарность исходных рядов проявлялось бы в наименьшей степени. Как показали статистические прогнозы океанологических характеристик различных масштабов осреднения (час, сутки и месяц), учет указанных оптимальных условий привел к повышению эффективности прогнозов и, наоборот, во многих случаях результаты прогнозов без корректного выбора оптимальных условий оказались неудовлетворительными. В основном это относится к слабостационарным рядам [4—7].

Способ выбора оптимального расчетного периода дан в [6], там же приведены рекомендации по его использованию. Здесь только отме-

вследствие нестационарности рядов одни и те же коэффициенты экстраполяции (k_1, \dots, k_n) не могут быть распространены на большое количество шагов прогноза (прогнозы оказываются неудовлетворительными).

Практика проведенных нами опытных прогнозов позволяет предложить еще один вариант решения уравнения (1) с различными заблаговременностями.

В этом варианте, как и в первом и втором вариантах, заблаговременность прогнозов также обусловлена стационарностью рядов наблюдений. Однако в данном варианте наиболее строго определяются оптимальные условия прогноза: при каждом прогнозе с различной заблаговременностью выбираются оптимальные расчетные периоды и оптимальные коэффициенты экстраполяции и тем самым достигаются наилучшие результаты прогнозов и значительное увеличение заблаговременности. При этом устанавливаются наиболее эффективная оптимальная и предельно возможная заблаговременности. Предложенная методика решения уравнения (1) при различных заблаговременностях практически заключается в следующем.

После установления оптимального расчетного периода и выдачи прогноза на один шаг вперед полученное спрогнозированное значение добавляется в исходный ряд. Поскольку необходимо, чтобы длина нового ряда соответствовала выбранному оптимальному расчетному периоду, первый член исходного ряда отбрасывается. По новому ряду опять находится корреляционная функция и проводятся все соответствующие этапы прогнозирования, в результате выдается прогноз на один шаг вперед, но этот прогноз следует считать с заблаговременностью два шага, так как в новом исходном ряду уже имеется одно спрогнозированное значение. Далее в следующем исходном ряду учитываются два спрогнозированных значения и выданный прогноз будет иметь заблаговременность три шага и т. д.

Таким образом, в данном варианте при решении уравнения (1) заблаговременность m всегда принимается равной единице (независимо от количества выданных прогнозов). Поскольку в исходных рядах учитываются спрогнозированные значения, то их количество и определяет заблаговременность прогноза. Заметим, что в данном варианте, в отличие от второго варианта, оптимальные коэффициенты экстраполяции не принимаются постоянными, а выбираются для каждого прогноза с различными заблаговременностями (к тому же устанавливается еще оптимальный расчетный период).

Как показано в [4—7], результаты прогнозов океанологических характеристик не всегда ухудшаются при увеличении заблаговременности процессов. В зависимости от внутренней структуры исследуемых рядов наилучшие прогнозы могут быть получены при больших заблаговременностях. Поэтому в дополнение к выбору оптимальных условий прогнозов был предложен выбор оптимальной заблаговременности.

Подтвердим на конкретных примерах целесообразность выбора новых по сравнению с [1—3] оптимальных условий прогнозирования по уравнению (1). Представляется, что наиболее показательными

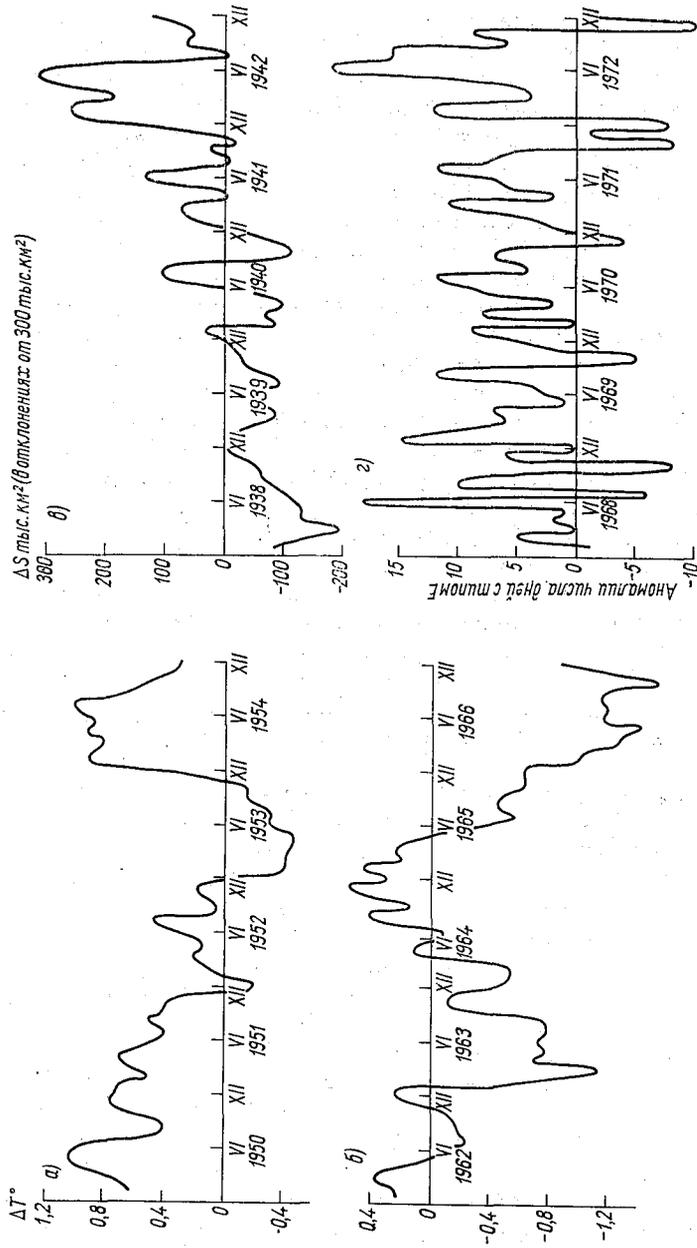


Рис. 1. Временная изменчивость гидрометеорологических характеристик, привлеченных к прогнозированию.

а — ряд I, б — ряд II, в — ряд V, г — ряд VI.

будут положительные результаты прогнозов крупных аномалий. С этой целью были привлечены к прогнозу ряды наблюдений, при которых, как известно из литературы [9—10], не удалось спрогнозировать крупные аномалии ни методом оптимального множественного линейного экстраполирования случайных процессов (без строгого выбора оптимальных условий), ни другими методами. Из таких наблюдений были взяты для прогнозирования три ряда средних месячных значений температуры воды в слое 0—200 м на гидрологическом разрезе «Кольский меридиан» для периодов 1950—1954 гг.—ряд I¹, 1962—1965 гг.—ряд II и 1965—1970 гг.—ряд III. Еще для температуры воды был составлен ряд из ее значений в январе за период 1921—1970 гг.—ряд IV. Прогноз этого ряда имел целью сравнение результатов, полученных по рядам, составленным из естественных последовательностей и выборочных характеристик. Успешно выполненные прогнозы для рядов I—III побудили дать прогнозы для наиболее нестационарных рядов. Для исследования были привлечены данные о средней месячной ледовитости Баренцева моря за период 1938—1942 гг.—ряд V и аномалии повторяемости типа атмосферной циркуляции E над северным полушарием за период 1968—1972 гг.—ряд VI. Указанные данные наблюдения были представлены ГГО и ААНИИ ПИНРО [9—10].

Как видно из рис. 1, для всех исследуемых рядов характерны крупные аномалии. Их можно считать неожиданными, глубокими и длительными. Применение метода оптимального множественного линейного экстраполирования к прогнозу этих рядов прежде всего показало, что они имеют выраженную по амплитуде и имеющую циклический характер корреляционную функцию. Как можно было ожидать, наибольшую амплитуду (0,8) имеет корреляционная функция для рядов I—III, наименьшую (0,3) — для ряда VI.

Из теории метода [1] известно, что вид корреляционной функции предопределяет успешность прогнозов. Исходя из полученных корреляционных функций, можно предположить, что наилучшие прогнозы будут выданы для рядов температуры воды и ледовитости Баренцева моря, наихудшие — для ряда повторяемости типа E (рис. 2). Для последнего ряда функция $R(\tau)$, хотя она и имеет циклический характер, не очень устойчива. Такой же вид $R(\tau)$ характерен и для ряда IV. Сравнение корреляционных функций, полученных для одного и того же ряда, но при прогнозах с различными заблаговременностями, показывает, что в принципе они похожи, но в деталях не совпадают. Для некоторых рядов, например I—III, корреляционная функция прогноза с большой заблаговременностью наиболее выражена и устойчива, чем при прогнозе с заблаговременностью один шаг (месяц). В целом из проведенного анализа корреляционных функций можно заключить, что для всех исследуемых рядов можно ожидать положительные результаты прогнозов.

¹ Все исследуемые ряды представлены в отклонениях от среднего многолетнего хода.

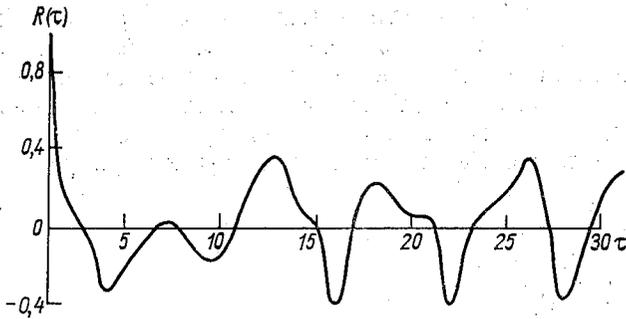


Рис. 2. Корреляционные функции исследуемых рядов.

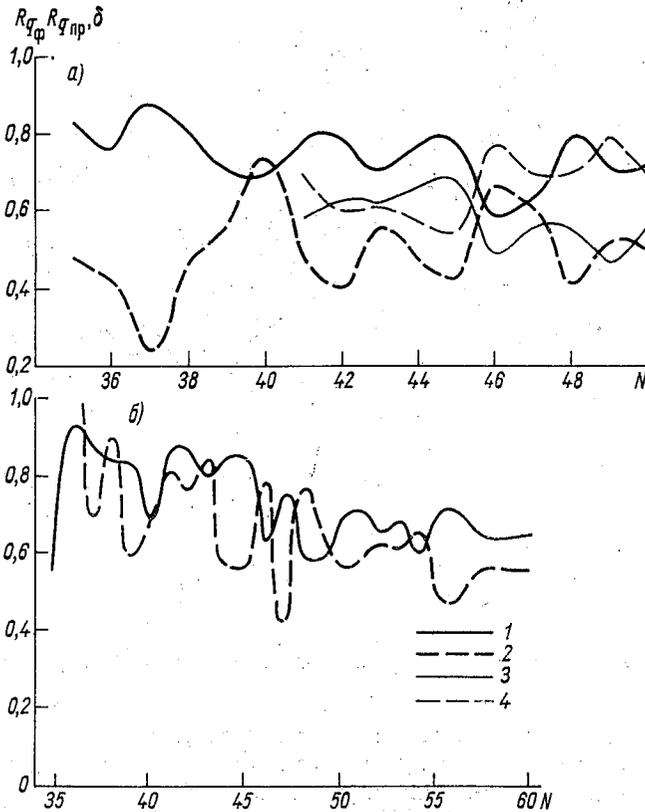


Рис. 3. Выбор оптимального расчетного периода для рядов IV (а) и VI (б).
 1 — $R_{q_{\Phi}}$, $R_{q_{\text{пр}}}$ при заблаговременности один месяц, 2 — δ при заблаговременности один месяц, 3 — $R_{q_{\Phi}}$, $R_{q_{\text{пр}}}$ для $m=6$, 4 — δ для $m=6$

Перейдем к выбору оптимальных условий прогнозирования. На рис. 3 представлены графики изменчивости наибольшего коэффициента корреляции фактических и прогнозируемых значений $R_{\text{факт}}$ и функции точности экстраполяции δ (отношение дисперсии ошибок прогнозов к дисперсии фактического ряда) для расчетных периодов от 34 до 60 членов. Как видно из приведенного рисунка, для боль-

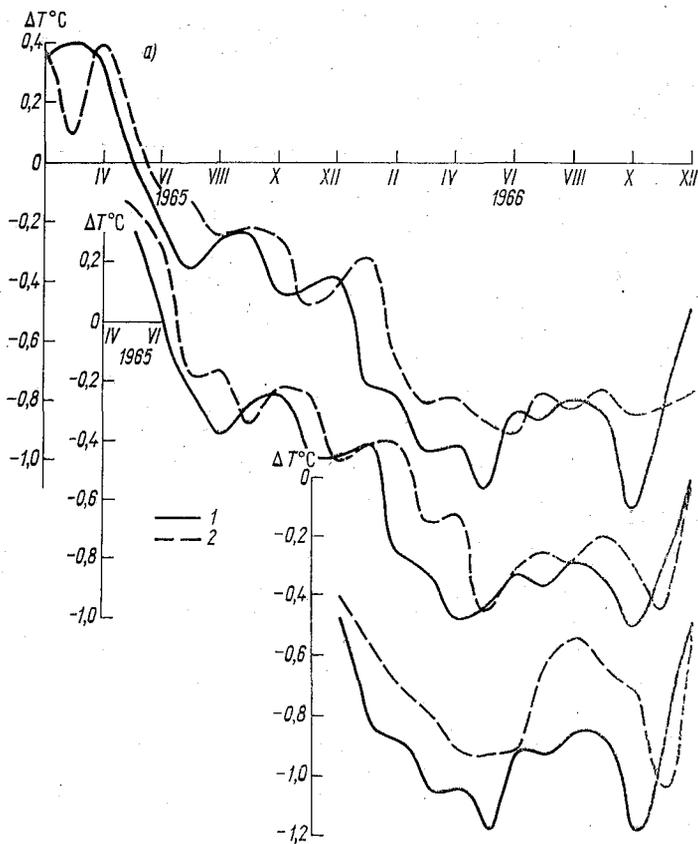


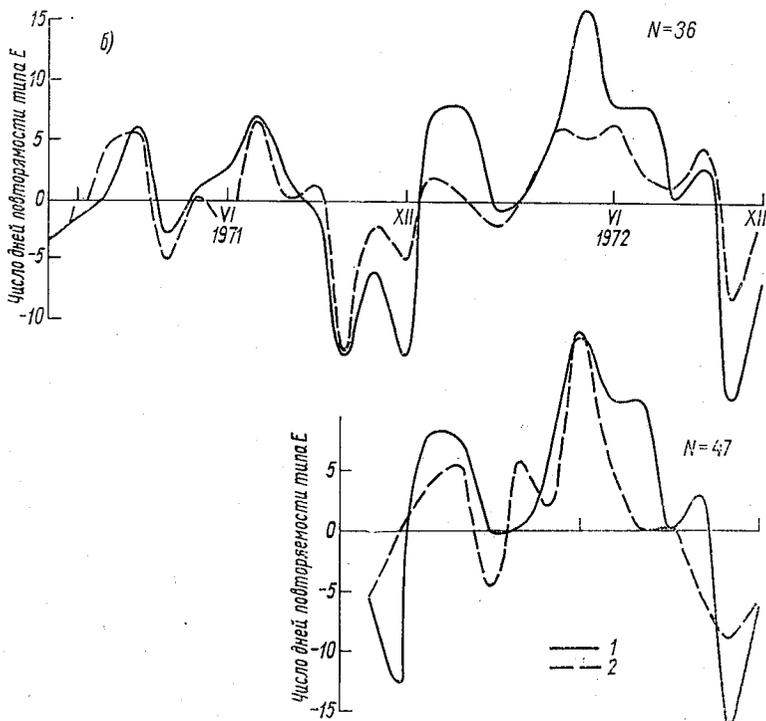
Рис. 4. Фактические (1) и прогнозируемые (2) с различной

шинства рядов R и δ сильно меняются в зависимости от длины расчетного периода. Поскольку эта изменчивость носит скачкообразный характер и во многих случаях не соблюдаются приемлемые критерии точности ($\delta \leq 0,64$), становится совершенно очевидной необходимость строгого выбора расчетного периода. Данный анализ еще раз подтвердил ранее высказанные рекомендации об обязательном выборе оптимального расчетного периода $N_{\text{опт}}$ [4—7].

Анализ рис. 3 показал, что $N_{\text{опт}}$ наиболее трудно выбрать для рядов IV и VI. Например, для ряда VI для расчетного периода, содер-

жащего 36 членов, был выявлен самый высокий коэффициент R (0,92), но ему соответствовала очень большая ошибка прогноза δ , для другого расчетного периода, содержащего 47 членов, коэффициент R был небольшим (0,78), но зато ошибка δ оказалась наименьшей (0,45). Результаты прогнозов для этих случаев приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что лучший прогноз был получен при выборе оптимального расчетного периода, содержащего 47 членов. Таким образом, решающей при выборе $N_{\text{опт}}$ оказалась ошибка δ .

Однако наш опыт показал, что для квазистационарных рядов при выборе $N_{\text{опт}}$ лучше ориентироваться на R , по для слабо стационарных рядов — на δ [4—7].



заблаговременностью величины рядов II (а), VI (б).

На пользу выбора оптимального расчетного периода указывают и такие примеры. Из рис. 3 видно, что для ряда IV при прогнозе с заблаговременностью шесть шагов R и δ не соответствовали критериям точности, и уже на этом этапе прогнозирования можно было утверждать, что прогнозы получатся отрицательными и что нет смысла их продолжать. Для рядов I и II, наоборот, R и δ вполне соответствовали критериям точности и мало изменялись в пределах N , от 34 до 50, т. е. при любой длине расчетного периода можно было ожидать положительные результаты прогнозов. Однако и в таких

случаях выбор расчетного периода полезен — он позволяет установить минимальное число членов ряда, которое можно принять за $N_{\text{опт}}$, что важно знать, когда имеется ограниченный ряд наблюдений.

Таблица 1

Длина оптимального расчетного периода для исходных рядов

	Номер ряда													
	I		II		III	IV	V	VI						
Заблаговременность, месяцев	1	3	6	12	1	3	6	12	6	12	12	1	6	1
Длина расчетного периода, число членов	42	45	44	46	37	40	47	48	40	46	36	45	50	46

В табл. 1 представлены выбранные $N_{\text{опт}}$ для исследуемых рядов. Данные таблицы показывают, что оптимальный расчетный период различен не только для каждого ряда, но и для каждой заблаговременности отдельных рядов. С увеличением заблаговременности растет и $N_{\text{опт}}$. Значения $N_{\text{опт}}$ для исследуемых рядов находятся в пределах 36—50.

После выбора оптимального расчетного периода следующим этапом прогнозирования является выбор оптимальной предыстории — оптимального числа слагаемых n в уравнении (1). Этот этап полностью выполняется на ЭЦВМ. Как было установлено в [1—3], связь между n и точностью предвычисления по (1) неоднозначна. Проведенные расчеты это подтверждают. При некоторых положительных прогнозах учитывается только одно или два слагаемых в уравнении (1). Для 20 независимых прогнозов, которые выдавались для каждого исследуемого ряда, предыстория менялась в больших пределах. Например, для ряда II при заблаговременности один шаг число слагаемых составляло от 1 до 21, для ряда IV — от 16 до 30 и для ряда VI — от 10 до 30. Напомним, что используемый метод прогнозирования предусматривает не больше 30 слагаемых [1—3]. Проведенный анализ показал, что в прогнозах с большими заблаговременностями число слагаемых в уравнении (1) увеличивается, но при этом пределы предыстории заметно сужаются. Например, для ряда II при заблаговременности 12 месяцев пределы предыстории составляли от 19 до 26 слагаемых. Для всех выполненных прогнозов $n_{\text{опт}}$ оказалось меньше или равным 30.

Результаты независимых прогнозов, выданные с указанными оптимальными условиями, представлены в табл. 2. Допустимые ошибки, по которым оценивались прогнозы, принимались следующими: для рядов температуры воды [I—III] они равнялись $\pm 0,3$, $\pm 0,4^\circ\text{C}$ и были предложены ПИПРО, заинтересованным в практическом применении этих прогнозов. Следует отметить, что допустимая ошибка для этих рядов, вычисленная по общепринятым критериям, будет больше $0,4^\circ\text{C}$. Для остальных исследуемых рядов они

Таблица 2

Оценка независимых прогнозов

Номер ряда	Заблаговременность, месяц	Допустимая ошибка	Обеспеченность, %			Эффективность (%) прогнозов по сравнению с эффективностью с эффективностью	
			природная	прогноза по инерции	методического прогноза	природной обеспеченности	прогнозов по инерции
I	1	$\pm 0,3^{\circ}\text{C}$	33	89	89	56	0
	3	$\pm 0,3$	40	—	93	53	—
	6	$\pm 0,3$	38	—	94	56	—
	12	$\pm 0,3$	43	—	93	50	—
II	1	$\pm 0,3$	35	82	87	52	5
	3	$\pm 0,3$	40	—	85	45	—
	6	$\pm 0,4$	8	—	92	84	—
	12	$\pm 0,4$	0	—	92	92	—
III	6	$\pm 0,4$	55	—	85	30	—
	12	$\pm 0,4$	43	—	86	46	—
IV	12	$\pm 0,6$	85	71	93	8	22
V	1	$\pm 74 \text{ тыс. км}^2$	40	67	80	40	13
	6	$\pm 74 \text{ тыс. км}^2$	40	—	90	50	—
VI ¹	1	$\pm 4 \text{ дня}$	21	28	50	29	22

¹ Для ряда VI были вычислены еще другие оценки: $r=0,93$, $\rho=0,86$ и $\delta_{\text{мет. пр}}=0,81$. При этом эффективность методических прогнозов по сравнению с эффективностью климатологических и инерционных прогнозов оказалась соответственно равной 1,02 и 1,34 ($\delta_{\text{кл. пр}}=1,83$; $\delta_{\text{ин. пр}}=2,15$).

принимались равными $\pm 0,674\sigma$ — при заблаговременности до 2 месяцев, $\pm 0,8\sigma$ — при заблаговременности 2–6 месяцев и $\pm \sigma$ — при заблаговременности больше 6 месяцев. Представляется, что принятая допустимая ошибка для ряда VI является строгой, поскольку приведенные критерии получены для океанологических рядов. Однако и при такой оценке методические прогнозы ряда VI оказались значительно эффективнее природной обеспеченности и

прогнозов по инерции. Проведенная для ряда VI оценка прогнозов по знаку была весьма высокой, $p=0,93$ и $\rho=0,86$.

Как видно из табл. 2 и рис. 4, все выданные прогнозы имеют высокую обеспеченность и эффективность. Если учесть, что прогнозу подвергались крупные аномалии, то его результаты можно признать вполне успешными.

Данные табл. 2 достаточно убедительны и показывают, что для некоторых рядов при увеличении заблаговременности обеспеченность прогнозов повышается. Таким образом, при практическом использовании метода оптимального экстраполирования следует определять и оптимальную заблаговременность. К сожалению, предельно возможную заблаговременность мы не определяли.

Итак, проведенное использование позволило продемонстрировать большие возможности метода оптимального множественного линейного экстраполирования стационарных случайных процессов при корректном и строгом выборе оптимальных условий. Можно считать, что положено начало прогнозированию крупных аномалий гидрометеорологических характеристик. Представляется, что данное исследование опровергает критику в адрес метода, показывая, как можно с помощью теории стационарных функций успешно прогнозировать нестационарные процессы. Прделанная работа открывает широкую дорогу практическому использованию статистических прогнозов. Действительно, получены весьма ценные для практики прогнозы: с заблаговременностью 12 месяцев спрогнозированы крупные положительные (1954 г.) и отрицательные (1966 г.) аномалии температуры воды в слое 0—200 м на гидрологическом разрезе «Кольский меридиан», с заблаговременностью 6 месяцев предсказаны тяжелые ледовые условия на Баренцевом море (1942 г.) и, наконец, с заблаговременностью один месяц получены положительные прогнозы крупной аномалии числа дней с типом циркуляции E (1972 г.). Известно, что указанная аномалия в атмосферной циркуляции привела к засухе на территории ЕТС.

В заключение отметим, что полученные выводы позволяют рекомендовать метод оптимального множественного линейного экстраполирования случайных стационарных процессов при корректном выборе оптимальных условий для быстрейшего его использования во всех областях гидрометеорологии.

Расчетная часть работы выполнена при участии студента-дипломника ЛГМИ Зыонг Куок Ки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алехин Ю. М. Статистические прогнозы в геофизике. Л., Изд. ЛГУ, 1963. 85 с.
2. Алехин Ю. М. Множественное линейное экстраполирование макропроцессов.— «Тр. ЛГМИ», вып. 28, 1968, с. 41—59.
3. Гвоздева В. Г. Комплексная программа прогнозирования на ЭВМ динамико-статистическим методом Ю. М. Алехина.— «Тр. ЛГМИ», вып. 17, 1972, с. 115—123.
4. Борис Л. И., Нерослев Б. Р. Статистические прогнозы термохалинной структуры деятельного слоя океана с большой заблаговременностью.—

- В кн.: Обзорная информация. Промыслово-океанографические прогнозы и расчеты, серия 9. М., ЦНИИТЭИРХ, 1973, с. 22—24.
5. Борис Л. И. Статистическая модель вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана для различных масштабов осреднения.— «Тр. ЛГМИ», вып. 56, 1975.
 6. Борис Л. И., Шелутко В. А. О выборе оптимальных условий при прогнозировании океанологических процессов динамико-статистическим методом.— «Тр. ЛГМИ», вып. 56, 1975.
 7. Борис Л. И. Статистическое прогнозирование придонной температуры воды Баренцева моря.— «Тр. ЛГМИ», вып. 56, 1975.
 8. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. Пер. с англ. М., «Мир», 1974. 463 с.
 9. Серяков Е. И. Опыт составления оперативных долгосрочных прогнозов температуры воды в Северном промышленном районе.— В кн.: Обзорная информация. Промыслово-океанографические прогнозы и расчеты, серия 9. М. ЦНИИТЭИРХ, 1973, с. 18—22.
 10. Валерианова М. А., Кондратович К. В., Серяков Е. И. Долгосрочные прогнозы термических условий в Северном промышленном бассейне.— «Тр. ПИНРО», вып. 24, 1973, с. 94—107.
 11. Кудрявая К. И., Серяков Е. И., Скриптукова Л. И. Морские гидрологические прогнозы. Л., Гидрометеиздат. 1974. 310 с.

И. И. ЯКОВЛЕВА, Е. К. МОЛЬКЕНТИН

К ВОПРОСУ ВРЕМЕННОГО ЭКСТРАПОЛИРОВАНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ РЯДОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ГЕОМАГНИТНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ

Причинно-следственные связи в проблеме прогнозирования погоды (особенно в прогнозе с большой заблаговременностью) являются пока еще в значительной степени дискуссионной областью.

Это объясняется тем, что в атмосфере действует сложный комплекс взаимодействующих причин разного масштаба, а выявить наиболее существенные из них порой затруднительно. Ряд влияющих факторов не всегда возможно оценить (аэрозоли, антропогенные факторы, озон и др.). Кроме того, еще не ясно, можно ли атмосферу Земли с подстилающей поверхностью рассматривать как замкнутую систему, на которую не влияют внешние (космические) факторы.

В связи с этим метод временного экстраполирования следует считать не менее актуальным, чем различные физико-статистические, синоптические и численные методы прогноза, основанные на причинно-следственных связях.

Вопросы временного линейного экстраполирования в принципе не являются новыми, их разработкой и практическим внедрением занимался ряд ученых (Винер [15], Колмогоров А. Н. [11, 12], Яглом А. М. [14], Алехин Ю. М. [1], Фортус М. И. [13], Дроздов О. А. [7—9], Зверев Н. И. [10] и др.).

Сложность и недостаточная успешность применения теории экстраполяции к прогнозу заключается в том, что теория основана на условии стационарности экстраполяционного ряда, тогда как фактические временные ряды в метеорологии не являются строго стационарными. Как известно, некоторые циклы в метеорологических временных рядах проявляются в какой-то части ряда, затем исчезают, потом снова возникают в другой части ряда. Если подходить строго с позиции соблюдения условия стационарности, то такая неустойчивая квазицикличность должна расцениваться как случайность.

С позиции стационарности чем длиннее ряд, тем надежнее статистические оценки. Но очень длинные ряды сглаживают все кусочно-периодические части ряда и приводят к полному исчезновению какой бы то ни было квазипериодичности.

При очень большой длине ряда даже малые ледниковые периоды можно «загнать» в область белого шума при оценке спектральной функции. Такой формальный подход к рассмотрению рядов приводит к выводу о невозможности какого-либо статистического прогнозирования вообще.

Вместе с тем, если сравнительно четкое проявление циклов наблюдается десятки лет (или какое-то длительное время), нельзя отказываться от возможностей их использования и совершенствования не только для физического анализа, но и для прогноза. Наиболее эффективной оценкой такого экстраполирования является оценка успешности прогноза.

Основная сложность проблемы — оценка границ кусочно-стационарной части ряда, к которой применим принцип эргодичности, и более эффективное использование аппарата стационарного экстраполирования. С этой точки зрения нам представляется наиболее перспективным метод прогнозирования с помощью линейного множественного экстраполирования с детальным поиском оптимальных статистических параметров экстраполирования временного ряда, произведенный Л. И. Борис [2—6]. Искомыми статистическими параметрами являются так называемый расчетный период ($N_{\text{опт}}$), который рассматривается как наиболее оптимальный стационарный период рассматриваемого ряда, число членов предыстории ряда ($n_{\text{опт}}$), которое должно учитываться в экстраполяции, заблаговременность прогноза (m), а также продолжительность действия экстраполяции с определенной заблаговременностью на независимой части ряда.

В данной работе приводятся материалы расчетов по указанному методу временного экстраполирования следующих рядов:

1. Индекс геомагнитной возмущенности ΣK_p , среднесуточные значения, период с января по май 1962 г. Поиск статистических параметров экстраполирования и оценка зависимых прогнозов производился на части ряда с января по 14 февраля 1962 г., а оценка независимых прогнозов — на остальной части ряда.

2. Индекс геомагнитной возмущенности, среднемесячные значения с января 1960 г. по август 1965 г. (в отклонениях от многолетней средней для каждого месяца). Поиск оптимальных параметров производился на участке ряда с января 1960 г. по октябрь 1963 г.

3. Среднемесячные значения температуры воздуха в Ленинграде за январь с 1881 по 1974 г. Оптимальные параметры экстраполирования определялись за период с 1881 по 1926 г.

4. Среднемесячные значения давления воздуха на уровне моря на ст. Игарка ($\varphi = 67^\circ 28'$ с. ш., $\lambda = 86^\circ 34'$ в. д.) за январь с 1891 по 1970 г. Поиск статистических параметров производился с 1891 по 1931 г.

Первые два ряда использованы для выявления влияния периода осреднения исходной информации (сутки, месяц) на результаты временного экстраполирования. В наших примерах прогноз рассчитывался пока только на один шаг по времени (сутки, месяц, год — в зависимости от периода осреднения исходной информации).

Оптимальные статистические параметры экстраполирования, как уже отмечалось [2—6], определялись по оценке наилучшей успешности прогнозов на зависимом материале. Успешность прогноза оценивалась двумя параметрами: $\delta = \sigma^2_{\text{ош.пр}} / \sigma^2_{\text{факт}}$ — отношением средней квадратической ошибки прогноза к дисперсии фактического ряда $\sigma^2_{\text{факт}}$ и величиной R — коэффициентом корреляции между фактическими и прогнозируемыми значениями.

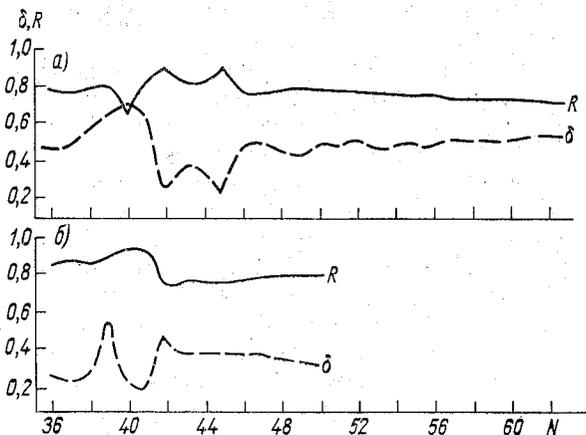


Рис. 1. Зависимость оценки экстраполирования δ и R от длины расчетного периода N .

a — ряд ΣK_p , суточные значения, *b* — для ряда средне-месячного давления ст. Игарка.

Наименьшее значение δ и наибольшее значение R давали указание на то, какие статистические параметры (N , n , m) считать оптимальными ($N_{\text{опт}}$, $n_{\text{опт}}$, $m_{\text{опт}}$). На рис. 1 для примера представлены графики зависимости R и δ от параметра N (расчетный период). Как видно из этих примеров, $N_{\text{опт}}$ соответствуют далеко не всем значениям расчетного периода. В одном из примеров (рис. 1 *a*) $N_{\text{опт}} = 45$ ($\delta = 0,24$, $R = 0,89$), в другом (рис. 1 *b*) $N_{\text{опт}} = 41$ ($\delta = 0,21$, $R = 0,94$). При дальнейшем увеличении N величины δ и R слабо меняются или прогноз ухудшается.

Выявленные оптимальные параметры затем использовались непосредственно для экстраполирования на независимой части ряда. Экстраполяция ряда на один временной шаг производилась для членов рассматриваемых рядов начиная с $i = N_{\text{опт}} + 1$ до конца рядов (рис. 2).

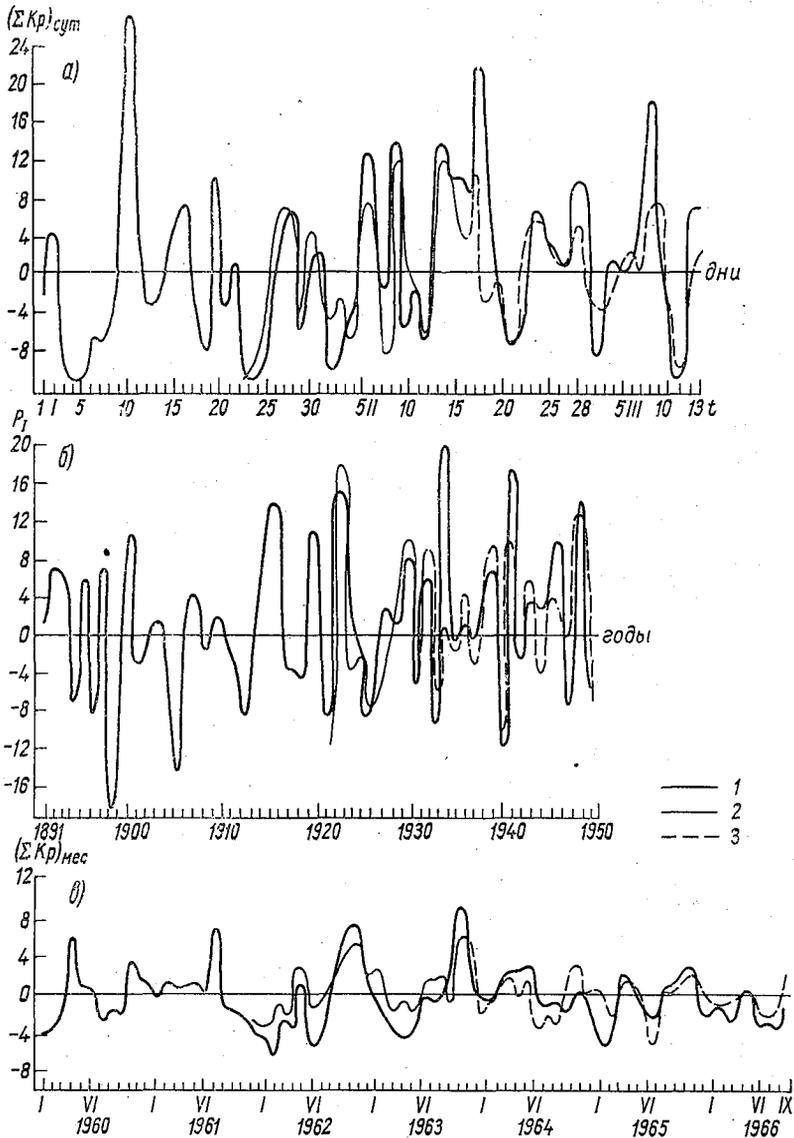


Рис. 2. Примеры временного экстраполирования.
 а — ряд ΣK_p , суточные значения, б — ряд среднеемесячных (январь) значений давления ст. Игарка, в — ряд ΣK_p , среднеемесячные значения; 1 — фактические аномалии, 2 — прогноз на зависимой части ряда, 3 — прогноз на независимой части ряда.

Примеры количественной оценки экстраполяции на один шаг во времени

№ п/п	Годы	Предыстория	Оценка прогнозов на зависимом материале			В отклонениях от скользящей средней		Ошибка
			число прове- ренных прогно- зов	δ	R	наблю- дение	незави- омый прогноз	

Среднемесячное значение давления, январь, Игарка

1	1932	30	11	0,21	0,94	-9,5	-4,7	4,8
2	1933	19	22	0,49	0,72	21,8	1,1	-20,7
3	1934	19	22	0,38	0,79	-0,5	-1,5	-0,9
4	1935	19	22	0,42	0,76	1,6	4,6	-3,0
5	1936	19	22	0,40	0,78	-0,5	-3,0	-2,4
6	1937	18	23	0,49	0,76	4,6	2,9	-1,6
7	1938	25	16	0,45	0,86	7,3	9,8	2,5
8	1939	19	22	0,47	0,78	-10,7	-10,8	-0,1
9	1940	19	22	0,39	0,80	18,1	10,2	-7,9
10	1941	20	21	0,37	0,81	-2,4	-1,9	0,5
11	1942	24	17	0,20	0,90	3,9	6,4	2,5
12	1943	27	14	0,23	0,88	2,7	-4,3	-7,0
13	1944	22	19	0,24	0,88	4,6	4,2	-0,4
14	1945	19	22	0,31	0,84	10,5	3,2	-3,7
15	1946	19	22	0,28	0,85	-6,8	0,4	7,2
16	1947	18	23	0,24	0,87	14,9	13,1	-1,8
17	1948	28	13	0,16	0,93	-5,4	-7,0	-1,6

Среднемесячные значения температуры воздуха, январь, Ленинград

1	1927	18	28	0,43	0,82	-2,0	-1,6	0,4
2	1928	18	28	0,49	0,80	1,8	2,0	0,2
3	1929	18	28	0,41	0,82	-2,5	-0,3	2,2
4	1930	21	25	0,32	0,84	6,8	3,5	-3,3
5	1931	18	28	0,36	0,84	-0,2	-1,2	-1,0
6	1932	21	25	0,35	0,82	5,2	-0,6	-5,8
7	1933	19	27	0,37	0,80	-1,3	-3,2	-1,9
8	1934	19	27	0,32	0,83	4,6	3,7	-1,9
9	1935	27	19	0,30	0,86	-0,6	1,9	2,5
10	1936	18	28	0,49	0,76	3,1	-1,3	-4,4
11	1937	18	28	0,45	0,77	-0,4	-0,8	-0,4
12	1938	18	28	0,46	0,77	0,6	1,8	1,2
13	1939	24	22	0,64	0,74	-0,1	-3,0	-2,9

Однако, как можно было заранее предвидеть, процесс успешной экстраполяции для выбранного параметра $N_{\text{опт}}$ не может быть бесконечным из-за меняющейся статистической структуры на различных участках ряда. В рассматриваемых примерах экстраполирование с достаточной успешностью оказалось возможным на 13—34 члена ряда вперед.

В табл. 1 и на рис. 2 представлены результаты экстраполяции по рассматриваемым рядам как на зависимой, так и на независимой части ряда.

Статистическая оценка результатов независимой экстраполяции произведена несколькими методами: по величине δ , а также с помощью широкоиспользуемых индексов P (отношение числа совпадающих по знаку фактических и прогнозируемых аномалий к общему числу прогнозов) и $\rho = n_+ - n_- / n_+ + n_-$ (табл. 2).

Таблица 2
Сводные оценки экстраполирования
на независимом материале

Элементы	δ	P	ρ
ΣK_p			
месячные	0,56	0,79	0,58
суточные	0,85	0,72	0,44
$t^\circ\text{C}$			
Ленинград	0,55	0,77	0,54
Игарка	0,58	0,88	0,76

По величине δ прогнозы оцениваются от 0,55 до 0,85, по P от 0,72 до 0,88, по ρ — от 0,44 до 0,76. Несколько хуже получился прогноз для суточных значений геомагнитного индекса. Следовательно, имеет значение период осреднения исходной информации, в частности, увеличение периода такого осреднения повышает внутреннюю скоррелированность в структуре ряда, что важно для процесса экстраполяции. Вместе с тем хотелось бы подчеркнуть, что рассматриваемые ряды геомагнитной возмущенности соответствуют не вполне удачному для прогноза периоду времени (1960—1965 гг.), характеризующемуся быстрым уменьшением значений ΣK_p и его аномалий (период нисходящей ветви и минимума 11-летнего цикла). Несмотря на это, экстраполирование оказалось все-таки эффективным (рис. 2а).

В целом оценки прогноза оказались не плохими, однако еще нельзя утверждать, что все без исключения крупные аномалии удалось предсказать. В этом отношении нужны еще дальнейшие усовершенствования метода применительно к метеорологическим характеристикам.

Здесь же представлены самые первые попытки прогнозов метеорологических и геомагнитных аномалий указанным методом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексин Ю. М. Статистические прогнозы в геофизике. Л., Изд. ЛГУ 1963, 85 с.
2. Борис Л. И., Иерослев В. Р. Статистические прогнозы термохалинной структуры деятельного слоя океана с большой заблаговременностью.— В кн.: Обзорная информация. Промыслово-океанографические прогнозы и расчеты, сер. 9. М., ЦИИТЭИРХ, 1973, с. 22—24.
3. Борис Л. И. Статистическая модель вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана для различных масштабов осреднения.— «Тр. ЛГМИ», 1975, вып. 56.
4. Борис Л. И. Статистическое прогнозирование придонной температуры воды Баренцева моря.— «Тр. ЛГМИ», 1975, вып. 56.
5. Борис Л. И., Шелутко В. А. О выборе оптимальных условий при прогнозировании океанологических процессов динамико-статистическим методом.— «Тр. ЛГМИ», 1975, вып. 56.
6. Борис Л. И. Статистические прогнозы крупных аномалий гидрометеорологических характеристик.— См. наст. сб.
7. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Многолетние циклические колебания атмосферных осадков на территории СССР. Л., Гидрометеиздат, 1971. 158 с.
8. Дроздов О. А. Влияние хозяйственной деятельности человека на влагооборот.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 316, с. 83—103.
9. Дроздов О. А. О проверке успешности климатологического прогноза осадков за пятилетие 1966—1970 гг.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 299, с. 147—151.
10. Зверев Н. И. Долгосрочный прогноз интенсивности зональной циркуляции атмосферы.— «Тр. ЦИП», 1966, вып. 153, с. 79—89.
11. Колмогоров А. Н. Стационарные последовательности в гильбертовом пространстве.— «Бюллетень МГУ», 1941, № 6.
12. Колмогоров А. Н. Интерполирование и экстраполирование стационарных случайных последовательностей.— «Изв. АН СССР, сер. матем.» 1941, № 5, с. 3—14.
13. Фортус М. И. К вопросу о практическом осуществлении статистического экстраполирования метеорологических полей.— «Изв. АН СССР, сер. геофиз.», 1962, № 6, с. 795—803.
14. Яглом А. М. Эффективные решения линейных аппроксимационных задач для многомерных стационарных процессов с рациональным спектром. Теория вероятностей и ее применение. 1960, т. 5, вып. 3, с. 265—292.
15. Wiener N. Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series. Cambridge, New York, 1949.

О КВАЗИДВУХЛЕТНЕМ ЦИКЛЕ В КОЛЕБАНИЯХ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА НАД СЕВЕРНЫМ ПОЛУШАРИЕМ

Проявление квазидвухлетнего цикла обнаружено для самых различных метеорологических элементов на различных уровнях и почти повсеместно, но четкость его проявления неодинакова по территории и сезонам года.

Спектральный анализ квазидвухлетнего цикла по всем 12 месяцам года несколько затруднен из-за годового хода метеорологических элементов, поэтому исследователи прибегают к предварительной обработке исходного ряда: 12-месячному скользящему сглаживанию и определению аномалий от сглаженной кривой. Такая процедура сглаживания довольно сильно ослабляет амплитуду квазидвухлетнего колебания, а следовательно, затрудняет оценку фактического его вклада в дисперсию ряда.

В связи с этим иногда производится спектральный анализ среднегодовых величин или же рядов, составленных из среднемесячных данных разных лет для одноименного месяца года.

Анализ рядов, составленных из метеорологических данных одного и того же месяца, имеет определенное практическое значение, поскольку представляет интерес вопрос о квазидвухлетнем проявлении, например, влажных или сухих условий погоды июля, суровых или мягких условий погоды января и т. д.

В данной статье рассматривается спектр именно таких рядов по среднемесячным данным давления и температуры воздуха на уровне земли: по давлению — за январь, июль, октябрь и апрель с 1891 по 1973 г., по температуре воздуха — за январь и июль за те же годы. Таким образом, каждый рассматриваемый ряд для какого-либо из указанных месяцев содержит 65—82 значения. Расчет спектральной функции производился с использованием треугольной весовой функции для сглаживания спектра [1].

Вклад квазидвухлетнего цикла определялся по спектральной функции $S(\omega_i)$ с учетом максимальной величины $S(\omega_0)$ в интервале частот, соответствующих периоду от 2 до 2,4 года. Выделить квазидвухлетний период оказалось довольно просто, поскольку этот

период сравнительно отчетливо присутствует почти всегда в спектрах метеорологических элементов. Статистическая значимость его проявления наряду с вековым циклом отмечалась в ряде работ [1, 2, 4, 5, 6, 7].

Т а б л и ц а

Характеристики квазидвухлетнего цикла на северном полушарии

Месяц	Число станций	Период в годах	$\bar{S}(\omega_n)$	$\frac{S(\omega_n)}{\sigma^2} \%$	Пространственная изменчивость	Экстремальные значения, %	Район
Давление							
I	67	2,25	0,38	7,0	3,0	15—17	Район Игарки, о. Визе, Новая Земля, Хатанга
VII	57	2,20	0,28	4,5	2,4	11—15	Район о. Визе, Новая Земля, Архангельск
IV	42	2,21	0,27	4,2	1,4	6—9,5	Район Северной Атлантики, Алеуты в Тихом океане
X	71	2,20	0,26	4,0	1,5	8—10	Район Западной Гренландии, Исландии, северная часть Атлантики
Температура воздуха							
I	78	2,24	0,31	6,5	2,3	11—12,5	Евразийский материк — район Сибири (Туруханск — Иркутск), Европейская территория, юго-восток и юго-запад Северной Америки, Аляска
VII	118	2,02	0,26	4,8	2,3	10—12	Средняя часть Евразийского материка, Казахстан, Западная Европа (Англия), юго-восток и юго-запад Северной Америки, Аляска

Характеристики квазидвухлетнего цикла, осредненные по ряду станций северного полушария, представлены в таблице. Хотя общее число станций в расчетах неодинаково (42—118), однако обращалось внимание на то, чтобы размещение их по территории полушария было по возможности равномерным.

На основании этой таблицы можно сделать несколько выводов:

1. Вклад квазидвухлетнего цикла в общую дисперсию временного ряда по разным месяцам в среднем составляет 4—7% (среднее из всех используемых станций по северному полушарию). Несколько более четкое его проявление — в полях давления и температуры воздуха зимой (7—6,5%), летом (4,5—4,8%), слабее — в переходные месяцы (4—4,2%).

Примерно такой же вклад квазидвухлетнего цикла (около 5%) получен по данным среднегодовых значений температуры воздуха на Европейских станциях с длинными рядами наблюдений в работе [2]. Таким образом, можно отметить, что каждый месяц года в метеорологических рядах давления и температуры воздуха имеет квазидвухлетнюю составляющую, однако в зимний и летний сезоны года ее проявление более четкое, чем в переходные сезоны. Такой же вывод был сделан ранее в других работах, например [5].

2. Пространственное распределение вклада по полушарию характеризуется неслучайными особенностями. В таблице указаны районы полушария, над которыми получены экстремальные значения вклада квазидвухлетнего цикла. Чтобы количественно оценить пространственные особенности распределения относительного вклада, была рассчитана пространственная изменчивость (основное отклонение $\sigma(S_i)$ от пространственной средней), указанная в таблице. В январе, по данным среднемесячного давления, пространственное основное отклонение от среднего составляет $(7\%) \pm 3\%$, в июле 2,4%, а в октябре (апреле) $1,4 \pm 1,5\%$. Таким образом, зимой районы экстремальных вкладов рассматриваемого цикла выделяются по полушарию более отчетливо, чем в переходные месяцы года. Максимальные значения вклада (см. таблицу) в 4,5—7 раз превышают пространственное основное отклонение $\sigma(S_i)$.

3. В зимнее время район максимального вклада располагается над северной частью Европейского материка (до 15—17% дисперсии временного ряда). Интересно отметить, что в поле давления летний район максимального вклада совпадает с зимним районом [9]. В переходные месяцы (октябрь, апрель) районы повышенного вклада в поле давления располагаются над северными частями океанов (Атлантика, Тихий). В поле среднемесячной температуры воздуха наибольшие вклады (до 10—12,5%) имеют так же, как в поле давления, и зимой и летом сходную во многом картину распределения по территории (Евразийский материк, юго-восток и юго-запад Северной Америки, Аляска). По нашим данным, повышенной величиной вклада квазидвухлетнего цикла во временном ряду температуры воздуха за июль характеризуется, в частности, район Англии (около 11% дисперсии ряда, что выше почти в 5 раз основного отклонения от пространственной средней, рассчитанной по 118 станциям). Аналогичный по величине вклад получился за июль над районом Салехарда — Туруханска (Западно-Сибирская низменность) и Казахстана. Поэтому неслучайно, что статистически значимыми оказались контрасты условий погоды в четные и нечетные годы, как

отмечалось в работе [10] по данным ряда станций (за 1880—1961 гг.) над территорией Англии.

Хотелось бы обратить внимание на тот факт, что в целом районы повышенных вкладов квазидвухлетнего цикла соответствуют основной пучности первой естественной ортогональной функции X_1 , рассчитанной по данным среднемесячного значения рассматриваемого метеорологического элемента над полушарием (по полю давления см. работу [8], по полю температуры — [3]). На рис. 1, 2 даны для примера две карты: одна (рис. 1) представляет распределение отно-

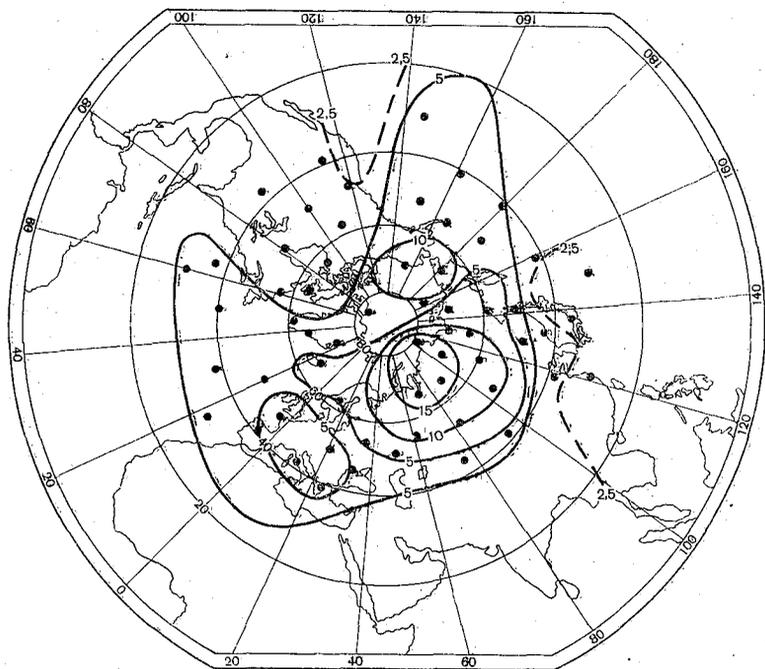


Рис. 1. Пространственное распределение относительного вклада квазидвухлетнего цикла $S(\omega_0)/\sigma^2$ в поле среднемесячного давления. Январь.

сительного вклада квазидвухлетнего цикла $S(\omega_0)/\sigma^2$ в поле давления за январь над северным полушарием, другая (рис. 2) — поле первой естественной ортогональной функции X_1 среднемесячного давления в зимнее время. Как видно, районы максимальных вкладов $S(\omega_0)/\sigma^2$ и максимальных значений основной пучности X_1 совпадают. Фазы колебаний здесь не рассматриваются, однако по карте функции X_1 можно дать оценку и пространственной фазировки двухлетнего цикла. Основная структура фазировки этого цикла в поле давления

должна быть квазишипретной, согласно распределению первой глобальной естественной функции X_1 . Этот вывод подтверждается на основе несколько иного подхода к оценке пространственной структуры квазидвухлетнего цикла в другой работе автора [7].

Теперь в какой-то мере становится понятным, почему пространственные распределения вклада квазидвухлетнего цикла за январь и июль оказались подобными. Как известно, например, формы X_1 в поле давления за летний и зимний периоды также подобны [3].

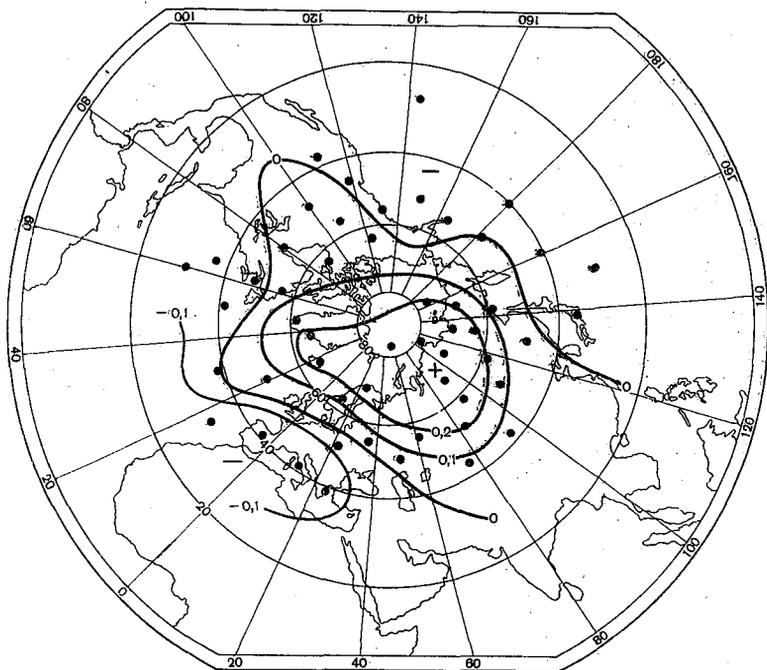


Рис. 2. Поле первой естественной ортогональной функции X_1 среднемесячного давления над северным полушарием зимой.

Ранее выполненный расчет спектральной функции коэффициента разложения по естественным ортогональным функциям [6] полей давления и температуры воздуха показал также, что именно в первых двух коэффициентах наиболее ярко проявляется квазидвухлетняя цикличность наряду с вековым циклом. Все это свидетельствует о статистической значимости полученных выводов, основанных на анализе спектральных функций по временным рядам на отдельных станциях полушария. Кроме того, этот анализ позволяет еще раз подчеркнуть роль первых естественных ортогональных функций метеорологических элементов глобального масштаба в статистическом анализе общей циркуляции атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Винников К. Я., Гриб Н. К., Поляк И. И. Методика расчета корреляционных функций и спектров временных метеорологических рядов.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 308, с. 27—46.
2. Лепехина Н. А., Поляк И. И. Анализ междугодичных колебаний температуры воздуха.— «Метеорология и гидрология», 1974, № 10.
3. Меццерская А. В. Естественные составляющие метеорологических полей. Л., Гидрометеиздат, 1970. 200 с.
4. Полозова Л. Г. Анализ цикличности колебаний средней месячной температуры воздуха в северном полушарии.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 269, с. 36—37.
5. Покровская Т. В. Синоптико-климатологические и гелио-геофизические прогнозы погоды. Л., Гидрометеиздат, 1969. 250 с.
6. Яковлева Н. И. Эмпирические исследования автоколебательных процессов глобального масштаба в гидросфере и атмосфере Земли.— «Проблемы Арктики и Антарктики», 1974, вып. 43—44, с. 37—48.
7. Яковлева П. И. О пространственно-временной структуре двухлетнего цикла основных метеорологических элементов.— «Тр. ГГО», 1974, вып. 298, с. 63—78.
8. Яковлева Н. И., Юдин М. И. Применение метода естественных ортогональных функций к статистическому анализу полей метеорологических элементов.— В кн.: Применение статистических методов в метеорологии (Труды Всесоюзного симпозиума по применению статистических методов в метеорологии). Л., Гидрометеиздат, 1971, с. 314—327.
9. Яковлева Н. И. Некоторые вопросы проявления квазидвухлетнего цикла в показателях солнечной активности и метеорологических данных.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 355.
10. Davis M. A. The summers of north-west Europe. The Meteor. Magaz. 1967, v. 96, N 1139, s. 178—187.
11. Landsberg H. E. Biennial Pulse in the Atmosphere. Beiträge zur Physik der Meteor. 1962, v. 35, N 3/4, s. 184—194.

О ПРОЯВЛЕНИИ 80-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В БАРИЧЕСКОМ ПОЛЕ НАД СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКОЙ

В работе [1] сделан вывод об исключительной геоэффективности 80-летнего цикла частоты пятнообразования на Солнце, фаза максимума которого, согласно [1], приходится на 11-летний цикл № 15 по дюрингской нумерации (1913—1922 гг.). Справедливость этого вывода означала бы необходимость переформулировать «закон акцептации барического поля» применительно к 80-летнему циклу. Несмотря на некоторую неопределенность термина «закон акцептации барического поля», отмеченную еще Л. А. Вительсом [2], связанный с ним вопрос является узловым в проблеме солнечноземных связей. Ему посвящена обширная литература (см. обзорную статью Б. М. Рубашева [3], монографии [4—7]). Особенно много внимания ему уделяет проф. А. И. Максимов и его ученики [8—13].

В работе [2, с. 98] приводится формулировка «закона акцептации», по Визе: «При увеличении числа солнечных пятен (и соответствующем ему усилении общей циркуляции), согласно закону акцептации, усиливается господствующий режим (антициклонический или циклонический), а при уменьшении числа солнечных пятен господствующий режим ослабевает».

Там же [2, с. 99] отмечается неопределенность этой формулировки: «...термины «усиление» и «ослабление» циркуляции могут трактоваться по-разному и не определяют однозначным образом изменения интенсивности отдельных звеньев циркуляции». Такого же рода неопределенностью страдает формулировка «закона акцептации» в [10, с. 93]: «...в эпоху максимума солнечной активности в районах с циклоническим полем давление должно понижаться, а в районах с антициклональным полем — повышаться».

Тем не менее большинство исследователей склонны понимать под этим термином просто усиление центров действия атмосферы, как необходимое условие усиления общей циркуляции атмосферы. Именно в этом смысле в работе [10], где рассмотрены среднегодовые значения атмосферного давления в разных пунктах северного

полушария за 12—17-й циклы солнечной активности, делается вывод о несостоятельности «закона акцентации» в вековом или 80-летнем цикле солнечной активности.

В связи с этим Б. М. Рубашев [3, с. 48] высказывает мнение: «...правильной точки зрения, очевидно, придерживается Вителльс: закон акцентации барических полей меняет свой характер с фазой многолетнего колебания солнечной активности. Здесь, вероятно, мы имеем то же положение, что и с другими солнечно-тропосферными связями: действующие в одну эпоху, они затем нарушаются, а иногда начинают работать даже в противоположном направлении... Закон акцентации бесспорно существует и не обнаруживается в позднейших проработках только потому, что их авторы смешали вместе различные циркуляционные эпохи».

Цель статьи заключается в попытке показать, что не происходит нарушения «закона акцентации» в ходе 80-летнего цикла солнечной активности, даже если использовать материалы работы [10]. Дело в том, что у исследователей солнечной активности и ее земных проявлений господствует представление о существовании единого 80-летнего цикла солнечной активности (то же относится и к 11-летнему циклу) (см. [14—18]). Это представление, по мнению автора, следует дополнить представлением о совместном существовании множества 80- и 11-летних циклов в различных процессах, протекающих на Солнце, не обязательно имеющих одинаковую фазу и амплитуду. Физически это можно понять из следующих предположений. Хотя причина, возбуждающая 80- и 11-летние циклы, одна (внешняя по отношению к Солнцу, тогда как двойные циклы 176- и 22¹-летние, подобно квазидвухлетнему циклу в земных процессах, имеют, по мнению автора, компенсационный характер, т. е. порождаются внутренними причинами, в свою очередь изменяющимися в зависимости от внешней), даже если она не одна и та же для этих циклов, реакция различных процессов на Солнце будет различной. Естественно ожидать, что разные геофизические процессы, контролируемые солнечной активностью, по-разному реагируют на множество вторичных, если можно так выразиться, 11- и 80-летних циклов. Внешняя причина, порождающая 11-летний цикл, может отличаться от соответствующей причины, возбуждающей 80-летний цикл, но скорее всего физическая природа и той и другой причин едина, например действие приливных сил планет.

Кроме чисел Вольфа W , для характеристики различных процессов на Солнце введены различные показатели солнечной активности (например, М. Копецким [16] введены индексы f_0 и T_0 , характеризующие частоту и мощность пятнообразования на Солнце). Каждый из них, по мнению автора, будет обладать 11-летним циклом, а также всем набором циклов большего и меньшего ранга, характерным, скажем, для чисел Вольфа. Амплитуды и фазы соответствующих циклов не обязательно должны совпадать. Например, в работах

¹ А. С. Мовин [19] считает, что 22-летний цикл солнечных пятен и магнитного поля представляет собой автоколебания.

[17, 18] показано, что фазы индексов f_0 и T_0 , вернее их аналогов, противоположны в 11-летнем цикле.

В работе [20] сделан вывод о различии фаз в 11-летнем цикле неглобальных индексов солнечной активности, предложенных А. Я. Безруковой [20].

Хотя М. Конецкий [16] первоначально ввел индексы f_0 и T_0 именно с целью разделить 11- и 80-летние циклы солнечной активности (11-летний цикл частоты пятнообразования на Солнце и 80-летний цикл мощности пятнообразования, согласно [16]), цели своей он все же не достиг. Мощность пятнообразования, помимо четкого 80-летнего цикла, обладает не столь четким 11-летним циклом [17, 18], кстати, после исключения которого и получается четкий 80-летний цикл [16], а частота пятнообразования, помимо четкого 11-летнего цикла обладает и 80-летним циклом [1]. В работе [17, с. 57] Г. В. Кушлин polemизирует с М. Конецким относительно того, что представляет собой 80-летний цикл солнечной активности: «Следовательно, вековому циклу можно дать толкование как циклическому проявлению совокупности сравнительно мелких пятен, ... что и приводит к понижению T_0 . Такая трактовка отлична от концепции Конецкого».

Можно предложить определение 80-летнего цикла, которое в какой-то степени примиряет эти две различные точки зрения.

В работе [14, с. 24] говорится, что «80-летний цикл — это прежде всего квазипериодическое изменение высот максимумов 11-летних циклов». Ничего иного и не будем понимать под 80-летним циклом и определим его как квазипериодическое изменение высоты максимумов 11-летних циклов или в соответствии с [1] как квазипериодическое изменение интенсивности 22-летних циклов, образованных по правилу Гевышева — Оля [21], ввиду того что, согласно [1], полным циклом является 22-летний. С одной стороны, что дает нам возможность оставить в стороне вопрос о точности определения фаз 80-летнего цикла, принимая условно, что время наступления фазы минимума 80-летнего цикла совпадает со временем наступления первой фазы минимума соответствующего по интенсивности 11-летнего цикла, а время наступления фазы максимума 80-летнего цикла — со временем наступления максимума соответствующего по интенсивности 11-летнего цикла. С другой стороны, это не позволяет нам рассматривать 11- и 80-летние, а также 22- и 80-летние циклы как независимые колебания солнечной активности.

Вопрос о связи 11- и 80-летних, а также 22- и 80-летних циклов остается открытым. Б. М. Рубашев [14] приходит к выводу о серьезном физическом отличии 11-летнего цикла от 80-летнего ввиду того, что 11-летний цикл характеризуется обратной зависимостью длины ветви роста и высоты цикла по сравнению с 80-летним циклом. Он приходит к выводу, что эти два колебания не связаны друг с другом. Это должно означать, что не обязательно 80-летний цикл должен состоять из целого числа 11-летних циклов. Эта точка зрения, но-видимому, в дальнейшем может быть проверена. Можно указать на общность этих двух циклов, состоящую в том, что, согласно [22 и 23], оба они представляют собой период с возмущениями.

По мнению автора (см. [24]), 80-летний цикл управляет ходом 11- и 22-летнего циклов. И управление это касается главным образом тройной связи 11-летних циклов (правило Эйгенсона [24]), тогда как двойная связь 11-летних циклов (внутри 22-летнего цикла) — правило Гневышева — Оля — не подвержена влиянию 80-летнего цикла.

Предложенное определение позволяет рассматривать отдельно любые показатели солнечной активности и говорить как об 11-летнем, так и об 80-летнем цикле каждого из них. В работе [24] молчаливо предполагается существование трех различных 80-летних циклов и была сделана попытка установить связь между ними.

Можно попытаться проверить справедливость вывода в работе [1] об исключительной геоэффективности 80-летнего цикла частоты пятнообразования на Солнце, что одновременно позволит решить поставленную задачу относительно справедливости «закона акцентации» в ходе 80-летнего цикла солнечной активности, если с учетом приведенного выше определения выявить 80-летний цикл в ходе 11-летней солнечнообусловленной вариации барического поля Земли. Для этого нам достаточно воспользоваться результатами работы [10].

Таблица 1

Наибольшие значения амплитуды 11-летней вариации атмосферного давления в отдельных 11-летних циклах (мм рт. ст.)

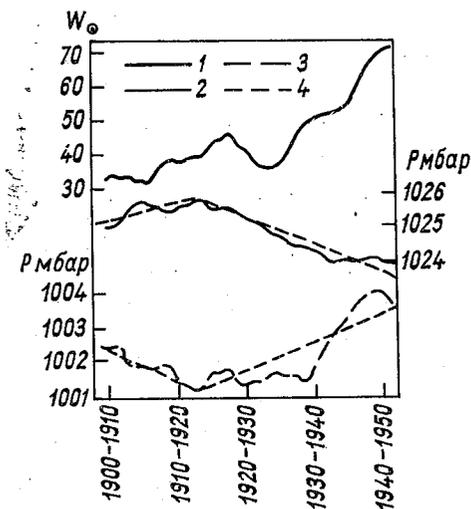
Номер 11-летнего цикла	Полушарие	
	северное	южное
12	1,00	
13	1,00	
14	1,10	1,20
15	1,50	1,60
16	1,20	1,40
17	0,90	1,00

В табл. 1, взятой из [10], приведены наибольшие значения амплитуды 11-летней вариации атмосферного давления в отдельных 11-летних циклах. Из таблицы легко видеть, что интенсивность солнечнообусловленного 11-летнего цикла в барическом поле как северного, так и южного полушария Земли в своем 80-летнем ходе имеет максимум в 11-летнем цикле № 15 (полужирные цифры), что соответствует, согласно [1], фазе максимума 80-летнего цикла частоты пятнообразования на Солнце, а также основному положению «закона акцентации» — усилению циркуляции с усилением солнечной активности. Значения, приведенные в табл. 1, могут служить количественной мерой «закона акцентации» в ходе 80-летнего цикла.

Из рис. 1, взятого также из [10], где приведены вековые изменения чисел Вольфа и давления в центрах азорского максимума и исландского минимума атмосферного давления за период 1899—

1951 гг. (скользящие 11-летние средние значения указанных величин), легко видеть, что ход интенсивности обоих центров действия, расположенных в районе Северной Атлантики, претерпевает перелом также в эпоху 11-летнего цикла № 15 (линии 4, проведенные автором). О том, что в 11-летнем цикле № 15 происходит перелом в 80-летнем ходе других показателей климата, уже упоминалось в [1].

Рис. 1. Вековые изменения чисел Вольфа (1) и давления в центрах азорского максимума (2) и исландского минимума (3) за период 1899—1951 гг. (скользящие летние средние значения указанных величин). (Из работы [10].)



Следует отметить, что по многим качественным признакам 11-летний цикл № 15 считают переломным в ходе солнечной активности [16—17, 20]. А. Я. Безрукова [20] первая обратила на это внимание и совершенно справедливо увязала это с эпохой потепления Арктики [25].

Из рис. 1 видно также, что наибольшей интенсивности оба центра действия достигают в 11-летнем цикле № 15.

Данные табл. 2, где приведены наиболее ранние за отдельный 11-летний цикл даты вскрытия льда (начала судоходства) в Рижском порту в отклонениях от 10 апреля (дни), также подтверждают нашу точку зрения. В 80-летнем цикле переломным являются 11-летние циклы № 8 и 15 (полужирные цифры, выделенные автором), причем, согласно [1], по эпигнозу 11-летний цикл № 8 также является фазой максимума 80-летнего цикла частоты пятнообразования на Солнце. Хотя приведенный в табл. 2 показатель климата не является глобальным, он характеризует циркуляцию сравнительно небольшого района, находящегося под влиянием указанных выше центров действия, тем не менее и он подтверждает справедливость «закона акцептации» в ходе 80-летнего цикла частоты пятнообразования на Солнце, так как наиболее благоприятные условия для судоходства в этом районе связаны с усилением циркуляции.

Таблица 2

Определение наиболее ранней в отдельном 11-летнем цикле даты вскрытия льда (начала судоходства) в Рижском порту (отклонения от 10 апреля в днях)

Номер 11-летнего цикла	Отклонения в днях	Номер 11-летнего цикла	Отклонения в днях
8	-33	14	-40
9	-19	15	-64
10	-18	16	-40
11	-21	17	-35
12	-30	18	-32
13	-23	19	-12

Приведенные выше результаты позволяют сформулировать «закон акцентации барического поля» применительно к 80-летнему циклу: интенсивность центров действия атмосферы и, как следствие этого, интенсивность циркуляции атмосферы увеличиваются с ростом частоты пятнообразования на Солнце.

Можно надеяться, что дальнейшие исследования позволят выяснить справедливость сделанного вывода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Зушинская Т. М. Проявление и прогноз 80-летнего цикла в показателях климата и солнечной активности. Часть 1 (показатели климата).— «Тр. ГГО», 1975, вып. 355, с. 104—112.
- Вительс Л. А. Многолетние изменения барико-циркуляционного режима и их влияние на колебания климата.— «Тр. ГГО», 1948, вып. 8 (70), с. 51—109.
- Рубашев Б. М. Проявление долговременных периодов колебаний солнечной активности в атмосферном давлении и в температуре. Труды 1-го Всесоюзного совещания. Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеоиздат, 1974. с. 43—55.
- Сазонов В. И. Высотные барические образования и солнечная активность. Л., Гидрометеоиздат, 1964. 131 с.
- Максимов И. В. Геофизические силы и воды океана. Л., Гидрометеоиздат, 1970. 448 с.
- Белинский Н. А. Использование некоторых особенностей атмосферных процессов для долгосрочных прогнозов. Л., Гидрометеоиздат, 1957. 202 с.
- Гирс А. А. Макроциркуляционный метод долгосрочных метеорологических прогнозов. Л., Гидрометеоиздат, 1974. 488 с.
- Максимов И. В. Вековые колебания ледовитости северной части Атлантического океана.— «Тр. Ин-та океанологии АН СССР», 1954, т. 8, с. 41—91.
- Хаминов Н. А. Солнечная активность и многолетние колебания атмосферных процессов.— «Изв. ВГО», 1968, т. 100, вып. 2, с. 103—108.
- Максимов И. В., Карклип В. П. Вековые изменения географического положения и интенсивности азорского максимума атмосферного давления с 1899 по 1951 г.— «Метеорология и гидрология», 1969, № 8, с. 92—93.

11. Максимов И. В., Саруханян Э. И., Смирнов Н. П. О связи силы деформации с перемещениями центров действия атмосферы.— «ДАН СССР», 1970, т. 190, № 5, с. 1095—1097.
12. Максимов И. В., Слепцов-Шевлевич В. А. Солнечная деятельность и барическое поле северного полушария Земли.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 4, с. 711—715.
13. Максимов И. В., Слепцов-Шевлевич В. А. Вековой цикл солнечной активности и барическое поле северного полушария Земли.— «Проблемы Арктики и Антарктики», 1974, вып. 45, с. 27—37.
14. Рубашев Б. М. Проблемы солнечной активности. М.—Л., «Наука», 1964. 362 с.
15. Витинский Ю. И. Цикличность и прогнозы солнечной активности. Л., «Наука», 1973. 257 с.
16. Копецкий М. Цикличность физических индексов, отвечающих за цикличность пятнообразовательной деятельности Солнца.— «Солнечные данные», 1959, № 3, с. 79—82.
17. Куклин Г. В. О двух популяциях групп солнечных пятен.— «Солнечные данные», 1973, № 2, с. 53—61.
18. Романчук П. Р., Сергеева А. Н. Долгосуществующие группы в наблюдаемых рядах активности Солнца.— «Астрометрия и астрофизика», 1974, вып. 24, с. 107—114.
19. Монин А. С. Циркуляция атмосферы и климат.— «Вестник АН СССР», 1975, № 3, с. 45—50.
20. Безрукова А. Я. Асимметрия полушарий Солнца.— «Бюллетень КИСО», 1951, № 7 (21), с. 8—14.
21. Гневышев М. Н. и Оль А. И. О 22-летнем цикле солнечной активности.— «Астрономический журнал», 1948, т. 25, № 1, с. 18—20.
22. Оль А. И. О возможной периодичности солнечной активности.— «Солнечные данные», 1959, № 6, с. 85—88.
23. Рубашев Б. М. Некоторые свойства 80—90-летних циклов солнечной активности.— «Солнечные данные», 1962, № 10, с. 52—54.
24. Зушинская Т. М. Проявление и прогноз 80-летнего цикла в показателях климата и солнечной активности. Часть 2 (показатели солнечной активности).— «Тр. ГГО», 1975, вып. 355, с. 113—127.
25. Тябин Н. И., Слепцов-Шевлевич В. А. Солнечная активность и эпоха потепления Арктики.— «Тр. ААНИИ», 1974, т. 325, с. 4—23.

Л. А. ПЕГОВ, В. Н. ПРИЕМОВ

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ ТЕМПЕРАТУРНЫМИ АНОМАЛИЯМИ РАЙОНОВ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ

Ввиду важности изучения закономерностей изменения температурного режима во многих работах затрагивался вопрос об обнаружении районов земного шара, в которых отклонения температуры от среднего многолетнего уровня (температурные аномалии) были бы связаны между собой в пространстве или во времени. При этом, как правило, рассматривались среднемесячные температурные аномалии в северном полушарии за последние 80—90 лет для различных сезонов. Опубликованные до настоящего времени работы можно разделить на две группы. В работах первой группы [2, 3, 4, 9, 10, 11] изучалось пространственное распределение аномалий температуры и давления. При этом был обнаружен ряд сопряженных областей, т. е. таких, где аномалии давления или температуры связаны положительной или отрицательной корреляционной связью. Например, в [10, 11] были установлены связи между аномалиями давления районов Исландии и Азорских островов, Аляски и Сибири; в [2] для зимних месяцев была установлена обратная связь между аномалиями температуры районов Скандинавского полуострова и моря Лабрадор, Аляски и Чукотки; обратные связи между аномалиями температуры для разных сезонов над районами северного полушария были выявлены в [9]. В работах второй группы [1, 5, 7, 8] рассматриваются изменения аномалий температуры в зависимости от солнечной активности в вековом и особенно в 11-летнем цикле. Так, в [1] были выявлены периодические вариации январских температурных аномалий, связанные с вековым солнечным циклом. Оказалось, что в 1881—1910 гг. на северном полушарии преобладали отрицательные отклонения от среднего уровня, в 1911—1950 гг. — положительные, а с 1951 г. опять наметилась тенденция к понижению среднеянварской температуры. Эти выводы подтверждены в [8], где, кроме того, прослеживалось влияние на температуру 11-летнего цикла, который, по мнению авторов, выражен более значительно, чем вековой. В то же время в работе [5], основанной на том же исходном материале,

что и [1, 8], делается вывод, что «...флуктуации характеристик поля температурных аномалий в северном полушарии не обнаруживают достаточно четкой связи с числами Вольфа.» Правда, А. И. Оль [7], комментируя результаты, полученные в [5], показал, что при использовании метода наложенных эпох (МНЭ) те же исходные данные могут дать статистически значимые результаты, если за нулевую эпоху (t_0) принять годы минимума чисел Вольфа: за 4 года до t_0 наблюдается минимум январской температуры в северном полушарии.

В предлагаемой работе делается попытка выявить пространственно-временные связи между температурными аномалиями районов северного полушария. Получение положительного результата, т. е. обнаружение сопряженных областей со сдвигом по времени (Δt), отличных от нуля, дало бы в руки составителей долгосрочных прогнозов еще один предиктор, значимость которого определялась бы значимостью полученного результата. В качестве исходных данных использовались январские аномалии температуры, полученные интерполированием с карт, построенных в ГГО, в узлах регулярной сетки с шагом 10° по долготе и 5° по широте, и записанные на магнитную ленту. При этом рассматривалась широтная зона с 40 по 75° с. ш., а временной интервал составлял 82 года (с 1891 по 1972). Таким образом, в каждой из 288 точек имелся ряд из 82 значений месячных отклонений от нормы, полученной осреднением за указанный срок среднемесячных январских температур. На ЭВМ М-220 вычислялись коэффициенты корреляции между рядами температурных аномалий в точках со сдвигом по времени от 0 до 24 лет. Например, ряд точки 1 ($\varphi = 75^\circ$ с. ш., $\lambda = 0^\circ$) коррелировался с рядами всех 36 точек своего широтного круга при разной величине Δt . Ограничения, наложенные при расчете первичного поля коэффициентов корреляции (коррелировались ряды точек только одного и того же широтного круга, а временной сдвиг был ограничен 24 годами) были вызваны рядом обстоятельств. Корреляция ряда каждой из точек со всеми остальными даже при принятом сдвиге по времени дала бы огромное число коэффициентов (более 2 млн.), что потребовало бы большого количества машинного времени и осложнило бы обработку. Обработка данных по широтным кругам, кроме того, проводилась для выравнивания влияния радиационных факторов. Максимальное значение Δt выбиралось исходя из требования, чтобы охватывались один-два 11-летних цикла, но в то же время оно не должно быть очень велико, так как с увеличением сдвига уменьшается длина коррелируемых рядов, что снижает статистическую значимость результатов. Сдвиг в 24 года удовлетворяет этим требованиям, а также позволяет максимально использовать рабочее поле АЦПУ.

Цель первого этапа расчета заключалась в нахождении групп точек (областей) внутри каждого широтного круга, корреляция между рядами температурных аномалий которых была бы статистически значимой (в нашем случае выбиралось $|r| \geq 3\sigma_r$). На втором этапе ряд каждой точки одной из выделенных областей коррелировался с рядом каждой точки области из другого широтного круга. Эта

методика выделения сопряженных областей в целом аналогична предложенной Э. И. Гирской в [2], за исключением того, что в настоящей работе ряд исходных данных не разбивался на две части, вводился переменный сдвиг по времени и использовались несколько отличные исходные данные.

Полученные результаты, как и следовало ожидать, подтвердили основные выводы работ [2, 3, 4, 9], относящиеся к чисто пространственной связи ($\Delta t=0$) температурных аномалий районов. При последовательном увеличении временного сдвига коэффициенты корреляции не обнаружили какой-либо отчетливой связи между температурными аномалиями районов северного полушария, хотя между рядами отдельных точек связь довольно значительна: $|r|=0,6\div 0,7$. Следует отметить, что при этом не было замечено существенного увеличения значений коэффициентов корреляции при $\Delta t=10\div 13$ годам, что указывает на отсутствие четко выраженной 11-летней цикличности в ходе температурных аномалий. Наконец, при $\Delta t=24$ годам удалось выделить две высокоширотные области, локализованные приблизительно в районах Новой Земли и моря Баффина, между температурными аномалиями которых существует обратная связь. На рис. 1 показаны две области, выделенные в результате второго

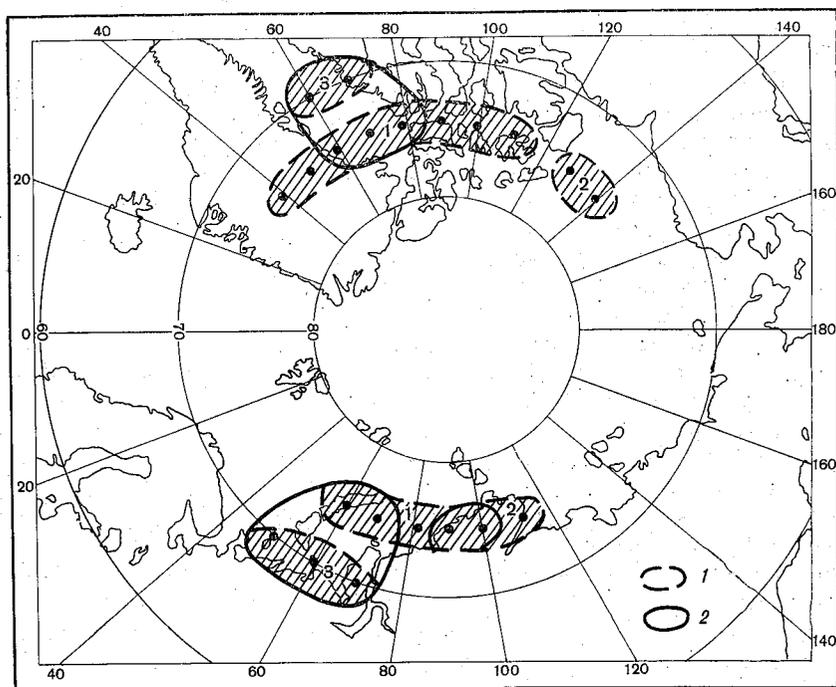


Рис. 1. Районы связи температурных аномалий северного полушария. 1 — пары областей, полученные на первом этапе расчета; 2 — две области, полученные на втором этапе расчета.

этапа расчета, а также три пары областей на каждом из широтных кругов, полученные на первом этапе. Коэффициент корреляции точек внутри всех областей в 4 раза превышает свою возможную ошибку, которая оценивалась по формуле $\sigma_r = 1/\sqrt{n} - 2$, где n — длина ряда для каждой точки; при $r = 82 - 24 = 58$ $\sigma_r = 0,134$. Полученный результат следует понимать так: аномалии, наблюдавшиеся в районе моря Ваффина через 24 года после тех, которые наблюдались в районе Новой Земли и Карского моря, связаны с последними обратной корреляционной связью. Следует также обратить внимание на тот факт, что площадь обведенных областей значительно меньше суммарной площади трех пар областей, полученных для каждого широтного круга. Это значит, что в данном случае межширотная связь рядов температурных аномалий значительно слабее, чем вдоль широтных кругов. Согласно номограмме, представленной в [6, рис. 6 и 10], эти результаты статистически весьма значимы и требуют объяснения.

К сожалению, как можно было предполагать, объяснение результатов, полученных при помощи комбинированного пространственно-временного подхода, упирается как в вопросы, оставшиеся открытыми при изучении только временной или только пространственной связи температурных аномалий, так и в новые, присущие предложенному методу. Например, на основании полученных данных нельзя однозначно определить влияние солнечной активности на поведение температурных аномалий, так как, с одной стороны, не обнаруживается 11-летняя или близкая к ней цикличность, а с другой — значимые результаты появляются при временном сдвиге, близком по величине к периоду изменения полярности магнитных полей активных областей Солнца (заметим также, что конец прошлого — начало нашего века характеризуются несколько большими, чем 22 года, расстояниями между полными солнечными циклами). Если исходить из того, что механизм обнаруженного явления связан с характеристиками солнечной активности, то становится непонятным, почему при повторении «внешних» солнечных условий не наблюдается положительной чисто временной связи, а появляется отрицательная пространственно-временная. Трудно также дать объяснение локализации выделенных сопряженных районов.

Следует еще раз подчеркнуть, что эти результаты являются первым шагом в изучении пространственно-временной связи температурных аномалий районов северного полушария. В дальнейшем предполагается при помощи описанной методики рассмотреть аномалии всех сезонов с целью изучения динамики выделенных и других возможных районов в зависимости от времени года при несколько увеличенном временном сдвиге. Помимо этого, представляется целесообразным подробнее рассмотреть поведение аномалий температуры при временном сдвиге, близком к 11 годам. Думается, что данные этого более подробного анализа дадут возможность приблизиться к пониманию механизма описанного явления.

ОПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геденцов А. Д. Об использовании солнечно-климатических циклов для сверхдолгосрочного прогноза аномалий температуры.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 245, с. 31—34.
2. Гирская Э. И. О методике нахождения сопряженных районов в температурных аномалиях северного полушария.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 201, с. 106—110.
3. Гирская Э. И. Взаимосвязь аномалий температуры воздуха в северном полушарии в зимний период.— «Тр. ГГО», 1968, вып. 227, с. 88—93.
4. Гирская Э. И. Взаимосвязь аномалий температуры воздуха в северном полушарии в летний период.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 245, с. 72—76.
5. Груза Г. В., Абдумаликова Т. Изменение климата и поле месячных аномалий температуры над северным полушарием.— «Тр. САНИГМИ», 1966, вып. 25 (40), с. 83—90.
6. Митропольский А. К. Техника статистических измерений. М., «Наука», 1971, 576 с.
7. Оль А. И. О связи между солнечной активностью и температурным режимом северного полушария.— «Проблемы Арктики и Антарктики», 1962, вып. 30, с. 108—109.
8. Рыжак Л. Ю., Томская А. С. О соотношении колебаний температуры воздуха над северным полушарием в вековом и 11-летнем солнечных циклах.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Л., Гидрометеоиздат, 1974, с. 62—69.
9. Сазонов Б. И., Гирская Э. И. Устойчивость атмосферной циркуляции и температурные аномалии.— «Тр. ГГО», 1969, вып. 245, с. 77—87.
10. Hann J., Die Anomalien der Wetterung auf Island in dem Zeitraume 1851 bis 1900 und deren Beziehungen zu den gleichzeitigen Wetterungsanomalien in Nordwesteuropa, Sitzungsber. d. kaiserl. Academie der Wissenschaften in Wien, Mathem.-naturw. Klasse, CXIII, Abt. IIa, 1904.
11. Hildebrandssone H., Quelques recherches sur les centres d'action de l'atmosphère, Kongl. Svenska Vetenskaps-Akademiens Handlingar, XLV, N 2, 1909; XLV, N 11, 1910; LI, N 8, 1914.

О КОЛЕБАНИЯХ ЛЕДОВИТОСТИ БАРЕНЦЕВА МОРЯ И ИХ ВОЗМОЖНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРИЧИНАХ

Ледовитость морей играет важную роль в процессе изменения климата. Особенно резко выражены ледовые явления в Арктике, где лед нередко держится круглогодично. Как показано в ряде исследований, автоколебания ледовитости арктических морей увеличивают период колебаний температуры воздуха и сумм осадков [1, 5]. Для режима температуры и осадков на территории Западной Европы, ЕТС и Северного Казахстана представляется важным гидрологический режим морей атлантического сектора Арктики. В [15] показано, что увеличение количества льда в Гренландском и Баренцевом морях в определенном году влечет за собой понижение температуры и рост сумм осадков в следующем году в северных районах ЕТС. Связь с ледовитостью температуры и осадков на остальной части ЕТС и в Северном Казахстане носит обратный характер — рост ледовитости сопровождается повышением температуры и уменьшением сумм выпадающих осадков. Следует также отметить, что район Баренцева моря и граничащего с ним с востока Карского моря занимает особое место в системе колебаний климата на северном полушарии. Л. П. Спирина [13], изучавшая распределение аномалий температуры на северном полушарии, установила, что в районе этих морей в течение 5 лет после крупных вулканических извержений (Мон-Пеле, 1902 г.; Катмай, 1912 г. и др.) формируется центр обширной области отрицательных аномалий зимой.

Исследовавший изменение температуры в атлантико-евразийском секторе Арктики В. Ф. Захаров [7] пришел к выводу о существенном похолодании на этой территории в настоящее время по сравнению с началом 1940-х годов. В районе Баренцева и Карского морей понижение температуры воздуха, как считает В. Ф. Захаров, наиболее значительно. В связи с изложенным представляется важным вопрос о физическом механизме теплообмена между атмосферой и океаном.

Один из таких возможных физических механизмов рассмотрен Т. В. Покровской [10]. Она исследовала связь температуры воды и ледовитости Баренцева моря с температурой воздуха на ЕТС.

Основное количество тепла поступает в море с Нордкапским течением осенью. В течение зимы оно «хранится» подо льдом, а весной начинает поступать в атмосферу. Количество поступающего тепла в атмосферу определяется не только его запасом, но и циркуляционными процессами в тропосфере. Так, при развитии западной формы циркуляции по типизации Г. Я. Вангенгейма, когда приток тепла в Арктику из низких широт ограничен, процессы таяния льда замедляются. При малом количестве запасенного в море тепла оно почти не поступает в воздух и не нагревает его. Большая ледовитость, низкие температуры воздуха и воды способствуют созданию антициклона. При очень низких температурах область распространения этого барического образования может быть особенно значительной. Таким образом, характер атмосферной циркуляции (определяющей в конечном итоге и океаническую циркуляцию) является одной из важных причин межгодовых изменений ледовитости.

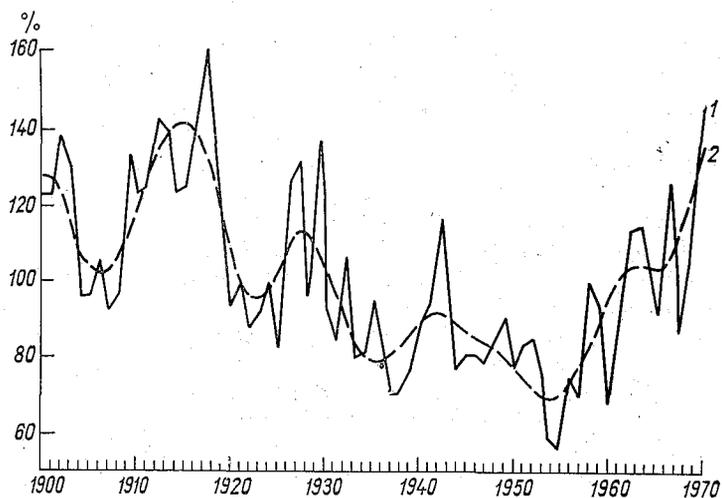


Рис. 1. Многолетние изменения ледовитости Баренцева моря за апрель — июль (1) и их выровненные оптимальным параметром сглаживания значения (2).

На рис. 1 представлены многолетние изменения ледовитости Баренцева моря с 1900 по 1971 г. в процентах отклонения от нормы за период апрель — июль, когда теплообмен на границе раздела системы вода — воздух наиболее интенсивен.

Рисунок показывает, что со второй половины 1900-х годов до второй половины 1910-х происходил рост ледовитости. С начала 1920-х годов до середины 1950-х ледовитость понижалась. Со второй половины 1950-х годов наметилась тенденция к росту ледовитости.

В многолетнем ходе ледовитости на фоне вековой тенденции ее изменения заметны короткопериодные вариации, создаваемые мелкомасштабными атмосферными процессами. Для исключения этой

высокочастотной шумовой компоненты и более отчетливого выявления тенденции долгопериодных изменений исследуемых характеристик кривая хода ледовитости была подвергнута сглаживанию с помощью вероятностного оператора Уиттэкера [2] по формуле

$$\frac{\partial}{\partial \bar{N}_i} \left\{ \sum_{i=-2}^{k+3} [\Delta_{3,i}^2 (\bar{N}_i) + \varepsilon p_i (N_i - \bar{N}_i)^2] \right\} = 0, \quad (1)$$

где N_i — сглаженные значения рядов наблюдений, $\Delta_{3,i}$ — величины третьих разностей, ε — коэффициент сглаживания, p_i — вес членов исходного ряда. При коэффициенте сглаживания $\varepsilon = 10^{-5}$, выбранном в данном случае, снимается высокочастотная составляющая начиная с 2,5 лет. Таким образом, спектр колебаний остается почти неизменным. В отличие от других операторов сглаживания, оператор Уиттэкера, не уменьшая число членов в ряду, погашает шумовую компоненту с очень небольшим искажением амплитуды и фазы.

Сглаженная кривая показывает, что в ходе изменения ледовитости Баренцева моря хорошо заметны вековое колебание (нисходящая его ветвь прослеживается с середины 1910-х до середины 1950-х годов, колебания длительностью около 14—15 и 7—8 лет.

Более точно и полно периоды частотных колебаний могут быть выявлены путем применения спектрального разложения. В табл. 1 представлены частотно-спектральные характеристики ледовитости [3]. В ней помещены величины математического ожидания M , дисперсия D , стандарты σ , безразмерные частоты k ($k = 2T/P$, где T — длина ряда), период P , амплитуда A . Из таблицы видно, что около 75% общей дисперсии спектра приходится на колебания длительностью 73 года (47%), 15,5 лет (18%) и 7—8 лет (9%). Спектральный метод анализа подтвердил сделанный выше вывод о преобладании этих колебаний в ходе ледовитости Баренцева моря. Реальность выявленных циклов может быть подтверждена путем расчета автокорреляционной функции и интеграла от нее. По сравнению со спектрограммой коррелограмма содержит более полную информацию о структуре ряда. Метод автокорреляции, в отличие от спектрального разложения, позволяет также лучше оценить слабо выраженные циклы, у которых средний период колебаний неустойчив [6]. Для анализа цикличности, соразмерной с длиной исходных временных рядов или превышающей ее, О. А. Дроздовым [6] предложен метод расчета интеграла от автокорреляционной функции.

На рис. 2 представлена автокорреляционная функция и интеграл от нее ледовитости Баренцева моря. Как и предыдущие методы анализа цикличности, метод автокорреляции указывает на преобладание в ходе ледовитости векового цикла, длина которого по интегралу устанавливается приблизительно в 75 лет. Амплитуда его, судя по коррелограмме, составляет около 50%. За ним по частоте повторения на коррелограмме и по амплитуде следуют 14—15-летние и 7—8-летние периоды. Таким образом, все три использованных метода анализа цикличности — метод выравнивания рядов вероятно-

стным оператором сглаживания, метод спектрального разложения и метод расчета автокорреляционной функции и интеграла от нее — дают согласованные результаты, вероятность случайного появления которых весьма мала. Кроме того, близкие значения периодов были получены ранее методами периодограммного анализа Л. Г. Полозовой [12], Н. А. Хаминовым [14], И. В. Максимовым [9].

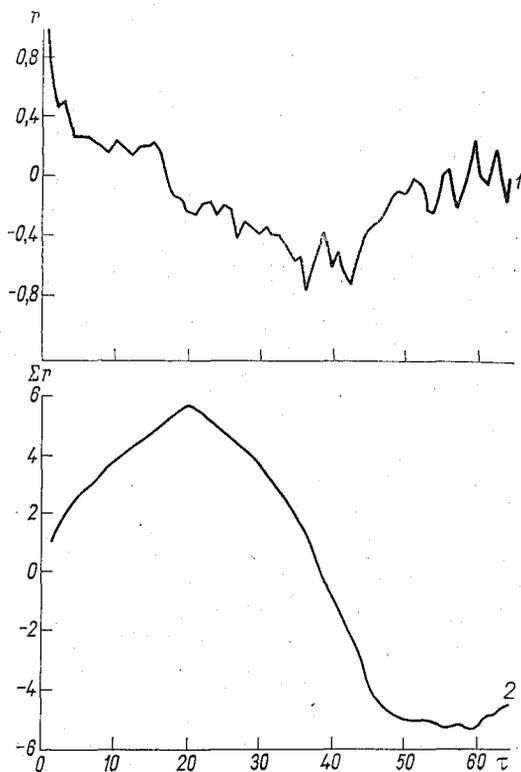


Рис. 2. Автокорреляционная функция ледовитости Баренцева моря (1) и интеграл от нее (2).

В ходе колебаний ледовитости Баренцева моря, помимо ее сопряженности с процессами атмосферной циркуляции, проявляется связь с солнечной активностью. Максимальные и минимальные значения в вековом ходе располагаются вблизи экстремумов солнечной активности. Вековому максимуму чисел Вольфа соответствует вековой минимум ледовитости и, наоборот, минимум относительных площадей солнечных пятен близок к максимуму ледовитости. Частотно-временной спектр колебаний ледовитости Баренцева моря (табл. 1) показывает, что и отмеченные циклы соответствуют циклам солнеч-

Таблица 1

Частотно-спектральные характеристики колебаний ледовитости Баренцева моря

Сглаженные значения с $\varepsilon = 10^{-5}$					
M%	D	$\sigma\%$	k	P лет	A%
101,671	387,72	19,691	1,91	73,15	21,58
102,164	149,67	12,234	9,03	15,51	10,85
102,358	90,65	9,521	10,79	12,97	7,44
101,971	62,49	7,905	5,17	27,07	6,61
102,220	39,99	6,324	16,70	8,38	4,97
102,055	27,47	5,241	13,56	10,32	3,55
102,159	21,27	4,612	19,04	7,35	2,68
102,197	17,68	4,204	20,75	6,75	2,63
102,181	14,25	3,775	7,71	18,17	1,81
102,219	12,59	3,548	3,82	36,65	2,17

ной активности — вековому, 14—15-летнему, 10—11-летнему и 7—8-летнему.

Как показал Б. М. Рубашев [11], сочетание 8- и 14-летних периодов образует 22-летние колебания. Указанное колебание является оборотом полувековой волны и в колебаниях ледовитости меняется от 18 до 36 лет. Такой цикл получил название брикнеровского. Проявление его также связывают с влиянием солнечной активности.

Вопрос о механизме влияния солнечной активности на изменение климата, в том числе и на колебания ледовитости, окончательно не решен. В настоящее время для установления солнечно-земных связей используют различные показатели активности Солнца, характеризующие ту или иную часть спектра его излучения. Одним из них являются числа Вольфа, ряд наблюдений за которыми насчитывает 275 лет. Однако, как показали исследования О. А. Дроздова [5], автора настоящей работы [8] и других авторов, связь чисел Вольфа с характеристиками климата оказывается менее тесной, чем между солнечной постоянной и характеристиками климата. Среди других рядов наблюдений солнечной постоянной смитсоновский ряд наблюдений (Вашингтон, США) является самым длительным и точным. Он охватывает период с 1915 по 1952 г. Однако при обработке этих данных в Главной пулковской астрономической обсерватории АН СССР (ГАО АН СССР) [2] корректными были признаны наблюдения с 1924 по 1952 г. В той же работе были получены спектральные характеристики солнечной постоянной для несглаженных и сглаженных с помощью оператора Уиттэнера характеристик. Они помещены в табл. 2. Наблюдения за солнечной постоянной проводились двумя методами: «долгим» — по измерениям ее при различных значениях воздушной массы в одном из горных районов, и

Частотно-спектральные характеристики солнечной постоянной (смитсоновский ряд наблюдений), полученной двумя способами

Несглаженные значения						Сглаженные значения при $\epsilon = 10^{-5}$					
«долгий»		«короткий»		среднее		«долгий»		«короткий»		среднее	
<i>P</i> лет	<i>k</i>	<i>P</i> лет	<i>k</i>	<i>P</i> лет	<i>k</i>	<i>P</i> лет	<i>k</i>	<i>P</i> лет	<i>k</i>	<i>P</i> лет	<i>k</i>
30,4	1,91	61,6	0,94	40,7	1,42	74,3	0,78	92,5	0,63	82,3	0,70
						19,4	3,00	26,5	2,19	22,4	2,60
14,7	3,95	12,4	4,67	13,5	4,31						
						11,9	4,89	11,1	5,22	11,5	5,06
8,1	7,21	8,0	7,24	8,0	7,22	8,6	6,75	—	—	—	—
6,8	8,53	6,1	9,55	6,4	9,04	6,8	8,49	—	—	—	—
5,4	10,73	—	—	—	—	5,6	10,41	—	—	—	—

«коротким» — по отдельным измерениям в районах с высокой прозрачностью атмосферы. Поэтому в табл. 2 даются периоды и безразмерные частоты колебаний как для долгого (ДМ), так и для короткого метода, а также средние из двух методов их значения. Таблица показывает, что в спектре колебаний солнечной постоянной выделяются периоды, которые преобладают в вариациях ледовитости Баренцева моря. В наибольшей степени это относится к частотно-временному спектру солнечной постоянной, определенной долгим методом. Коэффициент сглаживания использовался тот же, что и при анализе изменения ледовитости. Полученные результаты говорят о существенном вкладе вариаций солнечной постоянной в колебания ледовитости Баренцева моря. Следует, однако, отметить, что период 29 лет, использованный для анализа зависимости, является недостаточно продолжительным. Для экстраполяции значений солнечной постоянной за пределы указанного периода нами были применены уравнения регрессии, связывающие вариации солнечной постоянной с изменением чисел Вольфа и вероятными колебаниями радиуса Солнца [2]. Полученный индекс солнечной постоянной указывает на существование такой же значимой корреляционной связи вариаций ледовитости Баренцева моря с изменением рассчитанной солнечной постоянной, как и с изменениями наблюдаемой солнечной постоянной.

Связь между солнечной постоянной (смитсоновский ряд) и ледовитостью Баренцева моря характеризуется коэффициентом корреляции, равным $-0,41$ для несглаженных значений (уровень значимости $p \sim 0,97$). Сглаживание оператором Уиттекера с коэффициентом сглаживания $\epsilon = 10^{-5}$ приводит к повышению коэффициента корреляции до значения, равного $-0,63$. Очень близкий коэффициент корреляции, равный $-0,43$ ($-0,67$ для сглаженных величин), получается между индексом солнечной постоянной и ледовитостью Барен-

цева моря. Характер установленной зависимости наглядно демонстрирует рис. 3.

Полученные в настоящей работе результаты позволяют спрогнозировать дальнейшие изменения в вековом ходе ледовитости Баренцева моря. В соответствии с использованными методами исследования длина векового колебания оказалась равной 73—75 годам. Следовательно, принимая максимальным значение ледовитости в 1917 г., можно ожидать очередной максимум векового колебания вблизи 1990 г.¹ Не исключено, однако, что в связи с несколько большей продолжительностью текущего векового колебания климата по сравнению со средней длиной периода, которая по некоторым оценкам [4] вместо 80—90 составит 100—110 лет, вековая фаза минимума наступит в первом десятилетии XXI в.

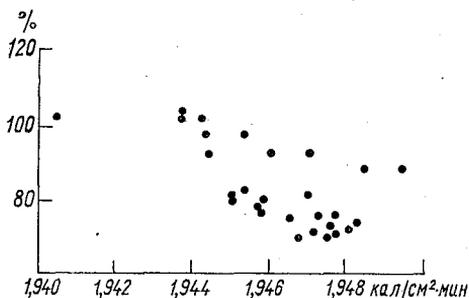


Рис. 3. График корреляционной зависимости между изменениями солнечной постоянной и ледовитости Баренцева моря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будыко М. И. Климат и жизнь. Л., Гидрометеиздат, 1974. 471 с.
2. Васильев О. Б. О возможной изменчивости солнечной постоянной по наблюдениям Смитсоновского института.— В кн.: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды. Труды 1-го Всесоюзного совещания. Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 446—451.
3. Васильев О. Б. и др. О связи возможных вариаций солнечной постоянной с некоторыми геофизическими параметрами.— «Солнечные данные», № 9, 1973, с. 100—107.
4. Геденов А. Д. Изменения температуры воздуха на северном полушарии за 90 лет. Л., Гидрометеиздат, 1973, 146 с.
5. Дроздов О. А. К вопросу о связи колебаний климата с вековым ходом солнечной постоянной за последние два столетия.— «Вестник ЛГУ, сер. геологии и географии», 1972, вып. 4, № 24, с. 99—102.
6. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Многолетние циклические колебания атмосферных осадков на территории СССР. Л., Гидрометеиздат, 1971. 158 с.
7. Захаров В. Ф. Похолодание Арктики.— «Проблемы Арктики и Антарктики», 1974, вып. 45, с. 13—19.
8. Любарский А. Н. К вопросу о реальности вариаций солнечной постоянной в связи с долговременными колебаниями климата.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 354, с. 109—116.
9. Максимов И. В. Геофизические силы и воды океана. Л., Гидрометеиздат, 1970, 447 с.
10. Покровская Т. В. Синоптико-климатологические и гелио-геофизические долгосрочные прогнозы. Л., Гидрометеиздат, 1969. 254 с.

¹ Вблизи этого года, согласно работе [5], следует ожидать и минимум солнечной постоянной.

11. Рубашев Б. М. Проблемы солнечной активности. М., «Наука», 1964
362 с.
12. Рубинштейн Е. С., Полозова Л. Г. Современное изменение климата. Л., Гидрометеоздат, 1966. 268 с.
13. Спирина Л. П. О влиянии вулканической пыли на температурный режим северного полушария.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 10, с. 38—45.
14. Хаминев Н. А. О цикличности многолетних колебаний ледовитости Балтийского моря.— «Тр. ГГО», 1966, вып. 198, с. 141—154.
15. Шапаева Н. Д., Болдырева Н. А., Мещерская А. В. Ледовитость Гренландского моря как один из предикторов долгосрочного прогноза.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 353, с. 93—105.

КОЛЕБАНИЯ УВЛАЖНЕННОСТИ НА СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ И СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ

В ряду основных характеристик климата важное место принадлежит показателям увлажненности, в число которых входят атмосферные осадки. Инструментальные измерения их на большей части территории СССР проводятся с 1891 г. Отдельные станции (Барнаул, Ленинград, Нерчинский Завод, Тбилиси и др.) имеют ряды наблюдений продолжительностью 150—200 лет. Информацию об условиях увлажненности в еще более отдаленное время содержат материалы дендроклиматических исследований, сведения об урожаях, колебаниях уровней водоемов и другие. Изучение этой информации позволило составить представление об основных закономерностях изменения режима увлажненности на северном полушарии за последние 200 лет. Согласно работам [2, 7, 8, 12, 13], они сводятся к следующему.

Во второй половине XVIII столетия количество осадков на северном полушарии резко понизилось по сравнению с первой его половиной. Увлажненность продолжала понижаться вплоть до начала XIX столетия. Во втором десятилетии XIX столетия суммы осадков несколько возросли, в 1830—59-е гг. условия увлажнения снова ухудшились. В этот период наблюдались сильные засухи и урожаи были низкими. Некоторое повышение сумм осадков в 1860-е и 1870-е гг. сменилось в начале 1880-х годов новым усилением засушливости, продолжавшимся до конца столетия. В XX столетии понижение количества выпадающих осадков началось в 20-е и продолжалось в 30—50-е годы. Особенно мало выпало осадков в конце 30-х — начале 40-х годов. Резкое уменьшение сумм осадков в бассейне р. Волги в эти годы привело к значительному сокращению объема ее стока. В результате понизился уровень Каспийского моря. Усиление засушливости в эти годы привело к сокращению урожаев зерновых культур на значительной территории умеренных широт северного полушария. В 50-е годы засушливость уменьшилась, а в 60-е снова возросла. Начало 1970-х годов отмечено несколькими сильными засухами. К их числу относятся засухи 1972 г. (на ЕТС),

1973 г. (в Африке), 1974 г. (в Африке и Казахстане), 1975 г. (на ЕТС и в Казахстане). Уже простое перечисление основных моментов колебания увлажненности показывает, что здесь имеет место как вековая, так и внутривековая цикличность. Более подробно рассмотреть основные закономерности изменения режима увлажненности можно на примере колебаний уровней степных озер, расположенных между Уралом и Обью. Изучение в натуральных условиях изменений, происшедших более чем в 20 озерах, привели А. В. Шнитникова [13] к выводу о том, что уровни их поверхностей на протяжении последних двух столетий не оставались постоянными. Ему удалось восстановить ход естественных колебаний уровней с 1690 г. Он установил, что размах колебаний уровня за период 200 лет доходил до 2,5 м (оз. Чаны), т. е. был довольно значительным. Таким образом, вероятность случайных отклонений от среднего мала. Изменения носят ритмический характер с периодами от 19 до 47 лет (рис. 1). Эти

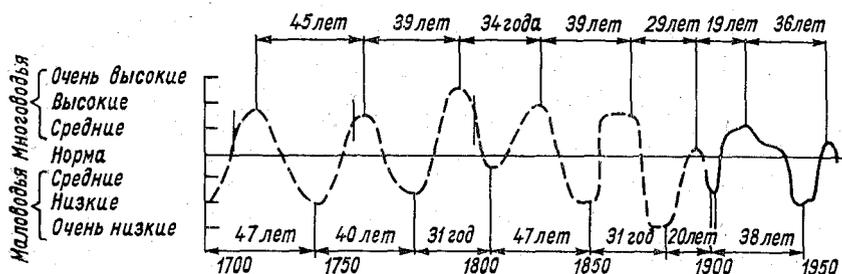


Рис. 1. Внутривековые колебания уровней озер между Уралом и Обью (по А. В. Шнитникову).

брикнеровские циклы проявляются в целом ряде показателей изменения климата. К числу их относятся и материалы дендроклиматических исследований, которые, как правило, позволяют определить длительность циклических колебаний на протяжении нескольких столетий, а иногда и за более продолжительный период.

Анализируя колебания индексов ширины годичных колец деревьев, произрастающих в бассейне р. Таз вблизи полярной границы леса, начиная с 1247 г., Л. Г. Полозова и С. Г. Шиятов [12] определили, что наибольшую повторяемость имеют циклы продолжительностью от 16 до 39 лет. Брикнеровский цикл характерен не только для изменения условий местообитания деревьев в одном каком-либо районе. С помощью спектрального разложения, выполненного в работе [1], его удалось обнаружить в обобщенном ряде дендрохронологических индексов на обширной территории Евразии, простирающейся от Карпат до Камчатки.

Для более точного определения длительности внутривекового колебания мы рассчитали автокорреляционную функцию изменения уровня озер между Уралом и Обью. Как видно из рис. 2, наибольшую повторяемость и амплитуду имеет 36-летняя волна. Видны так-

же колебания с длиной периода существенно больше 100 лет (рис. 2). Амплитуда 36-летней волны равномерно понижается до τ (времени сдвига), равного 95 годам. Начиная с этого момента оно начинает расти. Следовательно, можно предположить, что весь период колебаний близок к 190 годам. Следует отметить, что амплитуда 190-летнего колебания меньше амплитуды 36-летнего цикла и составляет около 10%. Тем не менее период такой длительности существует. На дендрограмме из уже рассмотренной нами работы [12] 190-летний

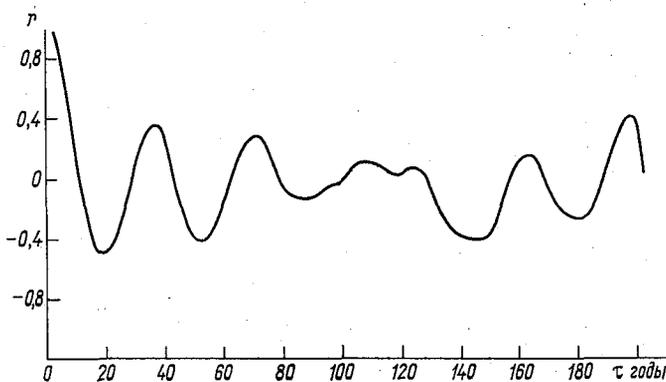


Рис. 2. Автокорреляционная функция уровней озер между Уралом и Обью.

цикл прослеживается в колебаниях индексов ширины годичных колец деревьев 3 раза, правда, он несколько меняется по своей длительности от 180 до 200 лет. Четко видны минимумы ширины годичных колец, соответствующие стадиям развития оледенения. Исследования Л. Г. Полозовой и С. Г. Шиятова [12] позволили отнести начало текущего 200-летнего колебания ширины годичных колец деревьев к первой четверти XIX столетия, а минимум их ширины — к первой четверти XXI столетия, когда, по их предположению, засушливость увеличится. Следует подчеркнуть, что эти выводы основаны на изучении условий местообитания различных пород деревьев вблизи полярной границы леса при избыточном увлажнении.

Результаты нашего анализа указывают на начало 190-летнего периода увлажнения в первой половине 1840-х годов, когда отмечался низкий уровень степных озер.

Очередной минимум уровней озер, соответствующий возрастанию засушливости, как мы полагаем, можно ожидать в середине 2030-х годов. Эти данные основаны на исследовании колебаний увлажненности в другой климатической зоне и по другим материалам по сравнению с использованными в работе [12]. Тем не менее совпадение результатов представляется удовлетворительным.

Можно думать, что рассматриваемые в настоящей работе колебания уровней степных озер характеризуют условия увлажненности

не только в Западной Сибири, но и на гораздо более обширной территории. А. Я. Безрукова [4] установила синхронность колебаний уровней озер в Северной Америке (Мичиган) и в Западной Сибири (Чаны) за период наблюдений продолжительностью 50 лет (с 1899 по 1948 г.), обусловленную многолетними изменениями меридиональной циркуляции над северным полушарием по типизации Б. Л. Дзердзеевского. Впоследствии М. И. Будыко и К. Я. Винников [2] на другом материале и за другой период подтвердили вывод, полученный А. Я. Безруковой. Они показали, что изменение условий увлажнения в Восточной Европе и в Северной Америке с 1910 по 1971 г. при 5-летнем скользящем осреднении выражается зависимостью, характеризуемой коэффициентом корреляции, равным 0,74. Обнаружилась также высокая корреляционная связь между характеристиками увлажнения (суммами осадков степной и лесостепной зон на территории СССР) и циркуляции (меридиональным градиентом температуры в широтной зоне 25—70° с.).

Результаты этих исследований указывают на важную роль атмосферной циркуляции в формировании режима увлажненности. Однако циркуляция является лишь одним из звеньев в сложной цепи воздействия солнечной активности на климат. А. Я. Безрукова [3] показала, что с 1899 по 1948 г. рост амплитуды колебаний солнечной активности в 2 раза вызывал понижение амплитуды изменения числа дней с меридиональной циркуляцией по типизации Б. Л. Дзердзеевского в 1,6 раза.

А. В. Шнитникову [13] удалось получить и непосредственную зависимость многолетних изменений уровней озер от чисел Вольфа. С помощью критерия χ^2 им была показана малая вероятность случайности подобного совпадения.

Однако совпадение фаз колебаний увлажненности за последние два столетия с фазами чисел Вольфа оказывается хуже, чем с фазами колебаний значений солнечной постоянной, определенными двумя способами за этот период, О. А. Дроздовым в [7] и автором настоящей статьи в работе [10].

Для восстановления предполагаемых вариаций солнечной постоянной в прошлом и прогноза ее будущих изменений О. А. Дроздов воспользовался нелинейной зависимостью между солнечной постоянной и числами Вольфа. Такая зависимость получена К. Я. Кондратьевым и Г. А. Никольским [9] при обработке результатов измерений солнечной постоянной с аэростатов. Восстановленный О. А. Дроздовым ряд значений солнечной постоянной с 1749 по 1970 г. мы в дальнейшем будем именовать рядом индекса N .

Нами предпринята попытка вычисления вероятных значений солнечной постоянной с помощью уравнений регрессии, полученных в работе [6] при обработке смитсоновского ряда наблюдений. Наблюдения, организованные Смитсоновским институтом, проводились в районах высокой прозрачности атмосферы с 1915 по 1952 г. Сравнение их с результатами измерений солнечной постоянной с аэростатов проведено Е. А. Макаровой и А. В. Харитоновым в их монографии [11]. Полученный ими вывод гласит о том, что данные

К. Я. Кондратьева и Г. А. Никольского являются нижним пределом действительного значения солнечной постоянной, в то время как смитсоновский ряд больше соответствует ее вероятному среднему значению. В результате обработки смитсоновских данных, проведенной в работе [6], выявлены интересные особенности, связанные с вариацией солнечной постоянной. В частности, установлено присутствие трех основных периодов колебаний: 11-летнего, 22-летнего и векового; 11-летнее колебание солнечной постоянной связано с солнечной цикличностью, а 22-летнее — с возможными колебаниями солнечного радиуса и его аналога — интеграла от знакопеременного ряда чисел Вольфа R , где числам Вольфа W в нечетных 11-летних циклах присваиваются отрицательные значения. Полученные нами величины солнечной постоянной с 1749 по 1970 г. назовем индексом S .

На рис. 3 а и 3 б показаны интегрально-разностные кривые индекса О. А. Дроздова (N), восстановленного нами индекса (S) и колебаний уровней степных озер между Уралом и Обью (U). Использование интегрально-разностных кривых имеет определенные достоинства по сравнению с другими методами обработки: наглядность представления временной структуры анализируемых рядов, совпадение точек перелома в исходном и преобразованном рядах, возрастание роли систематических факторов в ходе изменения кривых и т. д. Особенно значительный эффект получается при анализе куммулятивных свойств исследуемых характеристик, таких, как рассматриваемые в настоящей работе.

Данные рис. 3 указывают на существование значительного сходства изменений уровня озер и вариаций солнечной постоянной. Низким значениям сумм аномалий индекса U в конце 1770-х — начале 1780-х годов соответствуют наибольшие суммы аномалий N и в еще большей степени суммы индекса S . В 1830—1850 гг., когда на северном полушарии засухливость возросла, в ходе N и S наметились переломы. Этот вывод относится и к другим периодам с характерными изменениями в режиме увлажненности (1890—1910 и 1930—1950 гг.).

Анализ интегрально-разностных кривых позволяет подтвердить еще один сделанный ранее вывод — о существовании длительных колебаний в ходе изучаемых индексов [5, 10]. Хорошо видны вековые циклы на кривых N и U , двойная вековая волна в изменении W . Наконец, рис. 3 подтверждает существование 190-летнего периода изменения u .

Для количественной оценки связи между рассмотренными величинами вычислялись коэффициенты корреляции, помещенные в табл. 1.

Значения смитсоновского ряда наблюдений при статистической обработке в ГАО АН СССР [6] были признаны корректными лишь за период с 1924 по 1952 г. Поэтому коррелирование рядов производилось для означенного периода. В табл. 1 обращают на себя внимание более высокие коэффициенты корреляции между показателями солнечной постоянной и индексом u по сравнению с коэффициентами

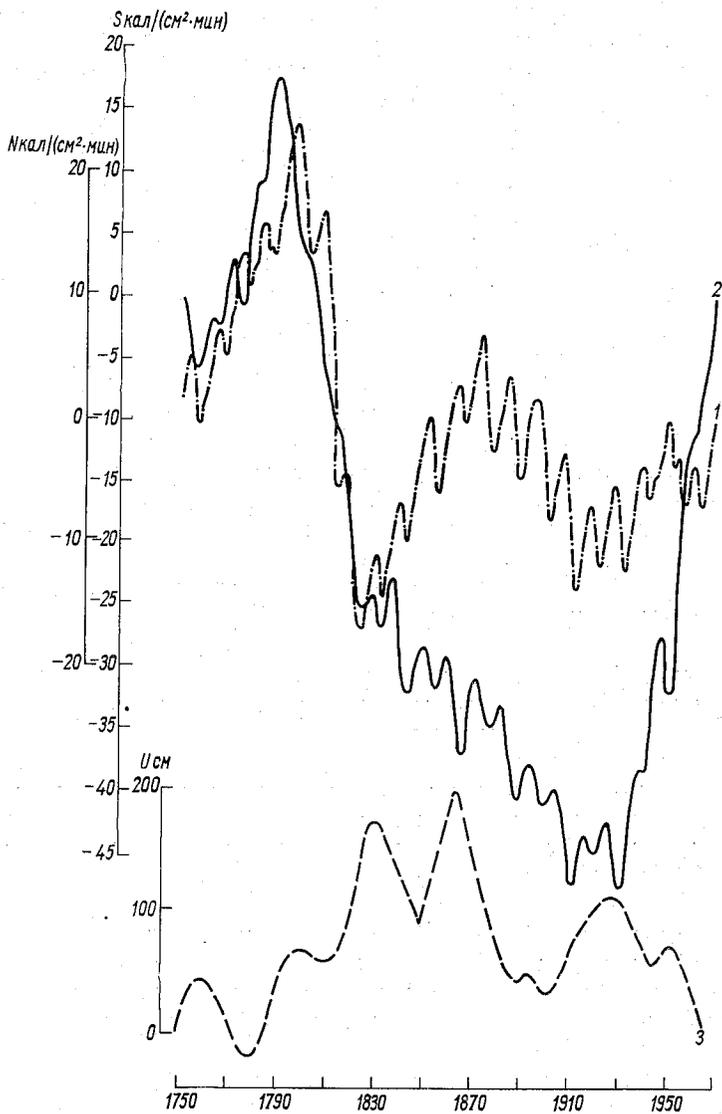


Рис. 3. Интегральные кривые аномалий средних годовых значений индекса солнечной постоянной N (1), индекса солнечной постоянной S (2) и колебания уровня озер U (3).

Т а б л и ц а 1

Коэффициенты корреляции (в сотых) между показателями солнечной активности и внутривековыми колебаниями уровней степных озер между Уралом и Обью (по А. В. Шнитникову)

Показатель	Уровень озер (индекс u)
Солнечная постоянная (смитсоновский ряд)	-75
Индекс солнечной постоянной:	
N	-72
S	-76
Число Вольфа	-51
Аналог колебаний R	41

корреляции между двумя другими солнечными индексами W и R . Имея в виду, что число коррелируемых пар сравнительно мало и что существует взаимосвязь в рядах, мы провели проверку устойчивости коэффициентов корреляции за период в 222 года (исключение составил смитсоновский ряд). Существенного изменения величины связи обнаружено не было, и это дало основание считать полученные связи реальными.

Изучая факторы, влияющие на колебания уровней озер, А. В. Шнитников [13] пришел к выводу, что среди них важную роль играют осадки холодного периода года. Представляет поэтому интерес рассмотреть их многолетние характеристики более подробно. А. С. Григорьева [8] рассчитала суммы осадков за холодный период (с ноября по март) в степной и лесостепной зонах СССР с 1891 по 1960 г. Рассчитанный ход многолетних изменений сумм осадков во многом совпал не только с колебаниями уровней озер, но и с вариациями показателей солнечной постоянной. Очень четко прослеживаются отрицательные аномалии в период 1920—40-е гг., которые хорошо видны и в других показателях климата.

Рассмотренная характеристика в значительной степени относится к умеренным широтам материков всего северного полушария. Между тем известно, что осадки чрезвычайно изменчивы не только во времени, но и в пространстве. В связи с этим представляется важным оценить зависимость между вариациями солнечной постоянной и изменением сумм осадков не только в масштабе полушария, но и в отдельных его районах. Нами были рассмотрены месячные суммы осадков по материалам 15 станций на территории СССР, тщательно отобранным по однородности данных и охватывающим период наблюдений с 1891 по 1960 г. В процессе гелиогеофизических сопоставлений с индексом солнечной постоянной S , как более геоэффективным по сравнению с другими солнечными индексами, было признано целесообразным рассматривать суммы осадков не за

каждый отдельный месяц, а за теплый (с апреля по сентябрь) и холодный (с октября по март) периоды. Возможность такого подхода вытекает из особенностей атмосферной циркуляции в названные части года — усилении выноса влаги с Атлантики зимой и преобладания меридиональных процессов летом [8]. Расчеты показывают, что индекс S обнаруживает существенно лучшие связи с зимними осадками по сравнению с осадками теплого периода. Так, многолетние изменения осредненных по скользящим 5-летним суммам осадков холодного полугодия для Москвы лучше коррелируют с индексом S , чем осадки теплого полугодия: связь характеризуется коэффициентами корреляции, равными 0,54 и $-0,27$ соответственно. Значения коэффициентов корреляции помещены в табл. 2. Из таблицы следует, что наиболее тесные связи между солнечной постоянной и осадками имеются в тех районах, в которых О. А. Дроздов и А. С. Григорьева [8] нашли преобладание в спектре колебаний сумм осадков 11- и 22-летних циклов с амплитудой, превышающей 15%.

Таблица 2

Коэффициенты корреляции (в сотых) между индексом солнечной постоянной S и суммами осадков за холодный период (скользящие 5-летия)

Станция	Коэффициент корреляции	Станция	Коэффициент корреляции
Рига	30	Казань	-10
Вильнюс	38	Пермь	-33
Ленинград	45	Свердловск	-38
Кола	30	Казалинск	-20
Архангельск	42	Целиноград	-33
Киев	13	Томск	-31
Ворошиловград	15	Барнаул	-42
Москва	54		

На Крайнем Западе и Северо-Западе вырисовывается область четкого проявления 11-летней цикличности (Рига, Вильнюс, Ленинград, Кола, Архангельск). Другой областью преобладания этого цикла является Западная Сибирь (Томск, Барнаул). Ареалом распространения 22-летней волны является нечерноземная зона центральных областей ЕТС (Москва), Средний Урал и Казахстан (Пермь, Свердловск, Казалинск, Целиноград). На этих территориях имеют место наиболее высокие значения коэффициентов корреляции, которые, мы полагаем, обусловлены влиянием резонанса, возникающего при биении близких частот колебаний солнечной активности и сумм осадков. Обращает на себя внимание изменение знака связи: поло-

жительный на Европейской территории Союза, он становится отрицательным на Урале, в Западной Сибири и Казахстане. Объяснение этого, по нашему мнению, следует искать в особенностях циркуляционного режима в указанных районах, оказывающего влияние на характер связи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адаменко В. Н. и др. О квазиритмичности дендрохронологических индексов. Материалы Второго Всесоюзного совещания по дендрохронологии и дендроклиматологии. Каунас, 25—27 сентября 1972 г., Изд. Ин-та ботаники АН ЛитССР, с. 141—147.
2. Будыко М. И., Винников К. Я. Современные изменения климата.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 9, с. 3—14.
3. Безрукова А. Я. Характер циркуляции земной атмосферы и солнечная активность.— «Бюлл. комитета по исследованию Солнца», 1950, № 5—6, с. 75—85.
4. Безрукова А. Я. Влияние солнечной активности и характера атмосферной циркуляции на колебания уровня озер и на засуху.— «Тр. Лабор. озероведения АН СССР», 1954, т. 3, с. 23—46.
5. Васильев О. Б. и др. О связи возможных вариаций солнечной постоянной с некоторыми геофизическими параметрами.— «Солнечные данные», 1973, № 9, с. 100—107.
6. Васильев О. Б. и др. Частотный спектр вариаций солнечной постоянной и связь их с другими солнечными процессами (по смитсоновским наблюдениям 1924—1952).— «Солнечные данные», 1973, № 4, с. 99—106.
7. Дроздов О. А. К вопросу о связи колебаний климата с вековым ходом солнечной постоянной за последние два столетия.— «Вестник ЛГУ, сер. геологии и географии», 1972, вып. 4, № 24, с. 99—102.
8. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Многолетние циклические колебания атмосферных осадков над территорией СССР. Л., Гидрометеонадат, 1974. 158 с.
9. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А. Вариации солнечной постоянной по аэростатным исследованиям в 1962—1968 гг.— «Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана», 1970, № 3, с. 227—238.
10. Любарский А. Н. К вопросу о реальности вариаций солнечной постоянной в связи с долговременными колебаниями климата.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 354, с. 109—116.
11. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре солнца и солнечная постоянная. М., «Наука», 1972, 288 с.
12. Полозова Л. Г., Шиятов С. Г. Структура колебаний индексов ширины годичных колец деревьев, произрастающих вблизи полярной границы леса.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 354, с. 95—101.
13. Шнитников А. В. Внутривековая изменчивость компонентов общей увлажненности. Л., «Наука», 1969. 246 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Р. Ракипова. Термический и циркуляционный режим озоносферы	3
Л. К. Ефимова. Расчеты генерации макротурбулентной кинетической энергии для движений различных масштабов по данным численного моделирования стратосферной циркуляции	16
А. А. Ефимов. К расчету обобщенных сферических функций	24
Л. К. Ефимова. Спектральные характеристики трансформации и генерации макротурбулентной кинетической энергии для стратосферы по климатическому материалу	27
И. В. Котляр. О сопоставлении пространственно-временных характеристик внезапных потеплений в стратосфере с энергетическими характеристиками	35
Л. И. Борис. Статистические прогнозы крупных аномалий гидрометеорологических характеристик	43
Н. И. Яковлева, Е. К. Молькентин. К вопросу временного экстраполяции метеорологических рядов и характеристик геомагнитной возмущенности	56
Н. И. Яковлева. О квазидвухлетнем цикле в колебаниях давления и температуры воздуха над северным полушарием	63
Т. М. Зушинская. О проявлении 80-летнего цикла солнечной активности в барическом поле над Северной Атлантикой	69
Л. А. Иегов, В. Н. Приемов. О пространственно-временной связи между температурными аномалиями районов северного полушария	76
А. Н. Любарский. О колебаниях ледовитости Баренцева моря и их возможных физических причинах	81
А. Н. Любарский. Колебания увлажненности на северном полушарии и солнечная постоянная	89