

Одесский государственный экологический университет

В.Н. Хохлов

ЭНЕРГЕТИКА ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ

МОНОГРАФИЯ

Одесса
«ТЭС» - 2004

ББК 26.23
X86
УДК 551.513

Выполнен анализ некоторых причин формирования зональности полей метеорологических величин. Приведены основные схемы преобразования энергии в атмосфере и выполнены численные эксперименты по оценке глобального атмосферного цикла энергии. Показана связь между изменениями энергии и климатообразующими процессами, такими как Североатлантическая осциляция и ячейка Хэдли. Выполнен вейвлет-анализ долгосрочных изменений запасов вихревой кинетической энергии.

Виконаний аналіз деяких причин формування зональності полів метеорологічних величин. Наведені основні схеми перетворення енергії в атмосфері та виконані чисельні експерименти з оцінки глобального атмосферного циклу енергії. Показаний зв'язок між змінами енергії та кліматоутворюючими процесами, такими як Північноатлантична осциляція та чарунка Хедлі. Виконаний вейвлет-аналіз довгострокових змін запасів вихрової кінетичної енергії.

The analysis of some reasons, which are responsible for the zonality of meteorological fields, is carried out. Main schemes of energy transformation in the atmosphere are given and the numerical experiments on the estimation of global atmospheric energy cycle are realized. The connection between energy variations and climate-forming processes such as the North-Atlantic Oscillation and the Hadley cell is shown. Wavelet-analysis of long-term variations for eddy kinetic energy content is fulfilled.

Рецензенты: А.В. Флорко, д.ф.-м. н., проф.
А.В. Усов, д.т.н., проф.

Печатается по решению Ученого совета Одесского государственного экологического университета.
Протокол № 11 от 27.11.2003.

ISBN 966-7654-97-4 © Одесский государственный
экологический университет

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Перечень условных обозначений	5
	Введение	9
1	Баланс тепла в атмосфере и меридиональный перенос энергии . .	13
1.1	Потоки тепла в атмосфере, обусловленные солнечной радиацией	-
1.2	Меридиональный перенос тепла и влаги в атмосфере	22
1.3	Баланс углового момента в системе Земля–атмосфера	29
1.4	Общие выводы к главе 1	39
2	Схемы глобального атмосферного цикла энергии в изобариче- ской сферической системе координат	40
2.1	Доступная потенциальная энергия	41
2.2	Уравнение баланса энергии	45
2.3	Цикл энергии на основе Эйлеровой средней	47
2.4	Цикл энергии на основе трансформированной Эйлеровой средней	52
2.5	Модифицированный цикл энергии	56
3	Глобальный цикл энергии в атмосфере в изобаро-изэнтропической системе координат	60
3.1	Определение области интегрирования и вертикальных координат . .	-
3.2	Среднезональные примитивные уравнения для p_{\mp} координаты . . .	63
3.3	Уравнения баланса полной потенциальной и кинетической энер- гий	68
3.4	Формулировка глобального цикла энергии в атмосфере	72
3.5	Параметризация диффузии и неадиабатического нагрева	76
3.6	Общие выводы к главе 3	79
4	Численные эксперименты по оценке составляющих глобального цикла энергии	81
4.1	Глобальный баланс энергии, рассчитанный по разным схемам . . .	-
4.2	Запасы энергии в атмосфере Северного полушария.	88
4.3	Влияние Североатлантической осцилляции на межгодовые изме- нения атмосферной энергии над Северным полушарием	93
4.4	Ячейка Хэдли и энергетика умеренных и тропических широт . . .	97
5	Разложение атмосферной энергии по спектру движений	103
5.1	Энергетика, основанная на разложении Фурье	104
5.2	Вейвлет-разложение атмосферной энергетике	110

5.3	Вейвлет-анализ многолетних колебаний вихревой кинетической энергии	114
	Заключение	123
	Список использованной литературы	124

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

Константы

$a = 6,37122 \times 10^6$ м – радиус Земли

$c_p = 1004,64$ Дж кг⁻¹ К⁻¹ – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении

$g = 9,80616$ м с⁻² – ускорение свободного падения

$l = 30$ м – длина пути перемешивания

$L = 2,5104 \times 10^6$ Дж кг⁻¹ – удельная теплота парообразования

$R = 287,04$ Дж кг⁻¹ К⁻¹ – газовая постоянная для сухого воздуха

$\kappa = R/c_p = 0,2857$

$\Omega = 5,292 \times 10^{-5}$ с⁻¹ – угловая скорость вращения Земли

Переменные

B_{kh} – горизонтальный перенос кинетической энергии вследствие среднего меридионального потока

B_{kv} – вертикальный перенос кинетической энергии вследствие среднего вертикального потока

B_φ, B_p – меридиональная и вертикальная составляющие эффективного потока количества движения **B**

C – превращение между потенциальной и кинетической энергией

\tilde{C} – интегральное Кориолисово превращение

D_j – детализированные компоненты вейвлет-разложения

D – фрикционная диссипация кинетической энергии

$|D|$ – величина деформации горизонтального потока

E – масса испарившейся влаги

f_j^* – детализированные компоненты вейвлет-разложения

F_n – базисные функции Фурье

F – поток Элиассена-Пальма

\tilde{F} – интегральный вращательный момент, создаваемый горами

F_λ – зональная составляющая дивергенции тензора напряжения

h – энтальпия

k_h и k_v – коэффициенты диффузии в горизонтальной и вертикальной плоскостях

K_Z, K_E	– среднезональная и вихревая кинетическая энергия
ℓ	– параметр Кориолиса ($= 2 \Omega \sin\varphi$)
L_λ, L_φ	– горизонтальные составляющие вектора силы трения
$L_{b\downarrow}, L_{b\uparrow}$	– направленные вниз и вверх потоки длинноволновой солнечной радиации у поверхности Земли
$L_t\uparrow$	– направленный вверх поток длинноволновой солнечной радиации на верхней границе атмосферы
m_Ω, m_r	– Ω и относительный угловые моменты
M	– функция Монтгомери (глава 3); – перенос кинетической энергии между средним потоком и вихрями (глава 5)
M_Ω, M_r	– интегральные Ω и относительный угловые моменты
n	– волновое число
N_{kh}	– горизонтальный перенос кинетической энергии вследствие вихревого меридионального потока
N_{kv}	– вертикальный перенос кинетической энергии вследствие вихревого вертикального потока
p	– давление
p_{00}	= 1000 гПа
p_s	– приземное давление
p_\dagger	– среднезональное давление на изэнтропической поверхности
$p_{\dagger\dagger}$	– среднее давление на изэнтропической поверхности
P	– количество осадков
P_Z, P_E	– среднезональная и вихревая доступная потенциальная энергия
\tilde{P}	– интегральный вращательный момент, создаваемый приземным трением
q	– удельная влажность воздуха
q_m	– удельная влажность насыщенного водяного пара
Q	– скорость неадиабатического нагрева
Q_a, Q_e	– теплосодержание атмосферы и Земли
R_a, R_e, R_{ae}	– средняя широтная результирующая радиация за единицу времени на единицу площади, излучаемая атмосферой, Землей и системой Земля–атмосфера
Ri	– число Ричардсона
S	– модуль вертикального сдвига ветра
S_0	– гладкий сигнал вейвлет-разложения

$S_{b\downarrow}, S_{b\uparrow}$	– направленные вниз и вверх потоки коротковолновой солнечной радиации у поверхности Земли
$S_{t\downarrow}, S_{t\uparrow}$	– направленные вниз и вверх потоки коротковолновой солнечной радиации на верхней границе атмосферы
t	– время
T	– температура воздуха
u	– зональная составляющая скорости ветра
v	– меридиональная составляющая скорости ветра
v_g, v_e, v_a	– геострофическая, Экмановская и остаточная агеострофическая меридиональные составляющие скорости ветра
$\bar{v}, \bar{\tau}$	– составляющие средней меридиональной циркуляции
$\tilde{v}, \tilde{\tau}$	– составляющие вынужденной вихрями средней меридиональной циркуляции
$\bar{v}^*, \bar{\tau}^*$	– составляющие остаточной меридиональной циркуляции
$\bar{v}^{**}, \bar{\tau}^{**}$	– составляющие диабатической средней циркуляции
\mathbf{v}	– трехмерный вектор скорости ветра
\mathbf{v}_2	– горизонтальный двумерный вектор скорости ветра
W_{jk}	– вейвлет-базисные функции
W_{fm}, W_{fe}	– средний и вихревой меридиональные переносы величины f
W_{Lqm}, W_{Lqe}	– средний и вихревой меридиональные переносы скрытой энергии
W_M	– меридиональный перенос момента количества движения
x, y	– декартовы координаты
θ	– потенциальная температура воздуха [$= T(p_{00}/p)^{\kappa}$]
θ_s	– потенциальная температура у поверхности Земли
λ	– долгота
$\Pi(p)$	– функция Экснера
ρ	– плотность воздуха
τ	– аналог вертикальной скорости в изобарической системе координат
τ_s	– зональная составляющая приземного напряжения
τ_{zx}	– вертикальный турбулентный поток зонального количества движения вблизи нижней границы атмосферы
ϕ	– геопотенциал
φ	– широта

χ	– массовая функция тока
ω_{\dagger}	– вертикальная скорость в p_{\dagger} системе координат
ψ	– материнский вейвлет

Сокращения

NAO	– Североатлантическая осцилляция
ДВП	– дискретное вейвлет-преобразование
ДПЭ	– доступная потенциальная энергия
КЭ	– кинетическая энергия
НПЭ	– недоступная потенциальная энергия
ППЭ	– полная потенциальная энергия
СВП	– стационарное вейвлет-преобразование
ТЭС	– трансформированная Эйлерова средняя
ЭС	– Эйлерова средняя

ВВЕДЕНИЕ

Объяснить большое внимание, которое на протяжении развития физики атмосферы уделялось исследованию энергетике атмосферных процессов, можно тем, что энергетика позволяет рассматривать динамические процессы, происходящие в атмосферных системах различного масштаба, во всем их многообразии. Чуть ли не единственным концептуальным предположением, вполне реальным и неоднократно доказанным экспериментально и теоретически, является существование превращения одних видов энергии в другие и, за счет этого, энергетической «подпитки» атмосферных процессов одного масштаба другими. Таким образом, проблема, которая решалась и решается в настоящее время многими исследователями, заключается в наиболее точном с физической точки зрения описании указанных превращений энергии.

Является общепризнанным, что первоисточником атмосферной энергии есть приток тепла от Солнца. Прямым результатом притока солнечной радиации является нагревание атмосферы и подстилающей поверхности океана и суши, т.е. генерирование внутренней энергии. При этом основная часть потока тепла от Солнца нагревает не атмосферу, а поверхности океанов и материков, которые, в свою очередь, и отдают тепло в атмосферу. Можно не рассматривать как источник тепла внутренние горячие слои Земли, так как это тепло пренебрежимо мало повсюду, за исключением районов интенсивной вулканической деятельности, и не оказывает существенного влияния на формирование осредненных за большой период времени атмосферных циркуляционных систем.

За счет того, что указанный приток тепла от Солнца поступает на поверхность Земли неравномерно, в атмосфере наблюдаются значительные меридиональные температурные контрасты, которые и обуславливают преимущественно зональную циркуляцию, обладающую большими запасами кинетической энергии, часть которой постоянно диссипирует за счет процессов трения. Одна из главных проблем теории общей циркуляции, по мнению Э.Н. Лоренца [1], – дать ответ на вопрос, каким образом некоторая часть внутренней энергии, создаваемой за счет притока тепла от Солнца, в итоге превращается в кинетическую энергию.

В своей работе Лоренц [2] в качестве основных составляющих цикла

энергии в атмосфере использовал зональные и вихревые кинетическую и доступную потенциальную энергии и показал физические причины превращения одного вида энергии в другой. Как видно из названий, запасы одних видов энергии в атмосфере определяются зональными (средними по широтному кругу) величинами, а других – отклонениями от них. Хотя в последующем были предложены другие формулировки (см., например, [3-5]) членов перехода одного вида энергии в другой, отличные от оригинальной Лоренца, до настоящего времени при определении атмосферного энергетического цикла неизменно используются именно эти виды энергии.

Как часть внутренней энергии можно рассматривать скрытую энергию или, что то же самое, энергию фазовых превращений воды, зависящую от влагосодержания в атмосфере. Лоренцем [1] было показано, что если принять условие, при котором реализация скрытой теплоты парообразования есть особая форма притока тепла, обусловленного окружающей средой, а не внутренним квази-адиабатическим процессом, то окажется, что атмосфера приобретает внутреннюю энергию при конденсации воды в пределах самой атмосферы. Тогда можно рассматривать энергетику одной лишь атмосферы. При этом, за исключением поверхностного трения, результирующее влияние окружающей среды на атмосферу можно трактовать как увеличение или убыль эквивалентного количества тепловой энергии за счет нагревания или охлаждения [1]. Тем не менее, анализ потоков водяного пара, осадков и испарения помогает выявить определенные особенности меридионального распределения внутренней энергии.

Выше отмечалось, что расчет запасов энергии и превращений одного вида в другой основывается на представлении метеорологических величин в виде средних по широтному кругу значений. Это означает, что наиболее детальным может быть представление результатов в виде вертикального разреза по меридиану. Однако следует отметить, что введенное Лоренцем понятие доступной потенциальной энергии является глобальным и любые рассуждения о балансе энергии для ограниченной территории, хотя они и могут основываться на математически правильно выведенных уравнениях, не всегда будут физически корректными. В дальнейшем изложении при использовании подобного анализа речь будет идти лишь о составляющих глобального интеграла, анализ которых в отдельных случаях может быть весьма информативным. Также, если рассматривать плоскость экватора как вертикальную непроницаемую границу, можно говорить о балансе

энергии в отдельном полушарии, хотя это предположение и не совсем корректно вследствие существующего переноса через экватор.

Существует достаточно большое количество работ по энергетическому циклу в атмосфере, о не которых из которых речь пойдет ниже. Однако далеко не все они выполнены на достаточно точном и апробированном исходном материале. Лишь сравнительно недавно появились данные объективного анализа (реанализ) NCEP/NCAR США [6, 7], которые на сегодняшний день можно считать одними из наиболее надежных. Преимущество их заключается и в том, что архив данных начинается с 1948 года и текущая информация постоянно добавляется, а данные о полях метеорологических величин представлены по всему земному шару с шагом $2,5^\circ$ по широте и долготе на 17 изобарических поверхностях: 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 и 10 гПа. В настоящей работе используются среднемесячные данные с 1979 по 2002 годы, по которым в необходимых случаях рассчитывались средние многолетние величины. Выбор указанного периода обосновывается тем, что в 1979 году в оперативное использование начали поступать глобальные данные с метеорологических спутников. Внедрение спутниковой информации привело к существенному изменению климатических данных, особенно выше 200 гПа и южнее 50° ю.ш. Это означает, что климатология, базирующаяся на данных с 1979 года по настоящее время, является наиболее достоверной [7].

Итак, эта монография посвящена разнообразным схемам глобального атмосферного энергетического цикла, а на основе численных расчетов по этим схемам раскрываются основные физические механизмы превращения одного вида энергии в другой.

В первой главе рассматриваются причины существующей зональности распределения тепла в атмосфере и указываются физические механизмы, посредством которых тепло поступает в атмосферу и переносится из одних широтных поясов в другие. Также приводятся количественные оценки составляющих баланса углового момента и рассматриваются причины существования преимущественно западной зональной циркуляции в умеренных широтах.

Во второй и третьей главах рассматриваются понятия доступной потенциальной энергии и баланса энергии, выводятся основные формулировки цикла энергии в атмосфере, объясняются физические механизмы, при-

водящие к превращению одного вида энергии в другой, описываются методы параметризации диффузии и неадиабатического нагрева, присутствующих в уравнениях баланса энергии.

В четвертой главе приводятся результаты нескольких численных экспериментов по оценке содержания и составляющих баланса различных видов энергии. В частности, показаны результаты расчетов по четырем схемам глобального энергетического цикла и приведен их сравнительный анализ. Также, проведен анализ запасов энергии в Северном полушарии для зимы и лета и указывается на возможную связь их изменений с такими климатообразующими процессами, как Североатлантическое колебание и ячейка Хэдли.

В пятой главе рассматриваются методы спектрального разложения составляющих баланса кинетической энергии с помощью преобразования Фурье и вейвлетов. В дополнение, приводятся результаты вейвлет-разложения индексов Североатлантического колебания и запасов вихревой кинетической энергии в умеренных широтах и тропиках.

Конечно, далеко не все, что касается атмосферной энергетики, удалось вместить в формат монографии. Количество численных экспериментов может быть очень велико и здесь рассматривается лишь небольшая их часть. Эту монографию скорее можно считать попыткой объединить в одной книге большую часть формулировок, относящихся к энергетике общей циркуляции атмосферы, которые до этого были опубликованы в различных научных журналах.

Автор посвящает эту работу светлой памяти доктора географических наук, профессора Анатолия Федоровича Кивганова. Также автор благодарен рецензентам и доктору физико-математических наук, профессору Александру Васильевичу Глушкову, который взял на себя труд первым прочитать рукопись и привлек внимание к ряду ошибок, ранее оставшимися незамеченными.

ГЛАВА 1

БАЛАНС ТЕПЛА В АТМОСФЕРЕ И МЕРИДИОНАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ

Радиационный баланс системы Земля-атмосфера достигается в процессе преобразования солнечной энергии на земной поверхности и в атмосфере. Энергообмен между единичным столбом системы Земля-атмосфера и космическим пространством идет по двум направлениям: столб поглощает проходящую коротковолновую солнечную радиацию (диапазон волн $0,3 \div 4 \text{ мкм}$) и излучает длинноволновую инфракрасную радиацию (диапазон волн $4 \div 100 \text{ мкм}$). Другими словами, разность между радиацией, поглощенной и излученной атмосферой, в сочетании с теплообменом между Землей и атмосферой, а также с переносом энергии движениями в атмосфере и океане, определяют тепловой баланс.

Целью настоящей главы не является описание всего многообразия механизмов влияния проходящей солнечной радиации на физическое взаимодействие атмосферы, подстилающей поверхности и их составляющих (осадки, облачность, различные типы подстилающей поверхности и др.), тем более, что они давно и достаточно хорошо изучены (см., например, [8, 9]). Отметим, что в настоящее время многие исследования посвящены изучению обратных связей между компонентами климатической системы. Поэтому здесь будут рассматриваться результаты анализа лишь небольшой части указанных механизмов, так как основной задачей этой монографии является объяснение физических причин превращения одного вида энергии в другой.

1.1 Потоки тепла в атмосфере, обусловленные солнечной радиацией

Остановимся сначала на общеизвестных фактах, относящихся к радиационному балансу системы Земля-атмосфера [8-10].

Является общепризнанным, что теплоемкость атмосферы мала и приблизительно равна теплоемкости слоя океана толщиной 3,1 м [11]. При этом большая часть атмосферы характеризуется значительным отрица-

тельным радиационным балансом. Эта потеря тепла определяется, в первую очередь, длинноволновым излучением атмосферы, так как инфракрасное излучение земной поверхности в окнах прозрачности атмосферы (между 8 и 13 $\mu\text{м}$) составляет менее 10% суммарного уходящего излучения [10]. Этот дефицит лучистой энергии должен компенсироваться результирующим переносом энергии от земной поверхности, где радиационный баланс, в целом, положителен. Ощутимое и скрытое тепло переносится путем теплопроводности и испарения с земной поверхности, а в свободной атмосфере переносится вверх упорядоченными циркуляционными системами различного масштаба, от кучево-дождевых облаков до циркуляции Хэдли. Аналогичным образом происходит обмен тепла и в меридиональном направлении [9].

Уравнение, выражающее функцию нагревания атмосферы, согласно [9], выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{d\bar{Q}}{dt}\right)_a = \bar{R}_{ae} - \left(\frac{d\bar{Q}}{dt}\right)_e + L(\bar{P} - \bar{E}). \quad (1.1)$$

Здесь $\bar{R}_{ae} = \bar{R}_a + \bar{R}_e$ – сумма средних превышений поглощенной радиации над излученной для атмосферы и для Земли, соответственно; $\left(\frac{d\bar{Q}}{dt}\right)_a$ и $\left(\frac{d\bar{Q}}{dt}\right)_e$ – функции нагревания атмосферы и поверхности Земли, соответственно; L – удельная теплота парообразования; \bar{P} – количество осадков; \bar{E} – масса испарившейся влаги.

Если рассматривать глобальный интеграл, то, по сути, выражение (1.1) показывает, что атмосфера нагревается за счет поступления тепла от подстилающей поверхности и фазовых процессов (превышение осадков над испарением). Естественно, что на разных широтах и в разные сезоны года, в зависимости от инсоляции, может наблюдаться как потепление, так и похолодание атмосферы. Как правило, в среднем за год положительный радиационный баланс наблюдается в тропиках и отрицательный – в умеренных и полярных широтах. Как следствие, существует поток энергии из тропического пояса в высокие широты, причем он оказывается максималь-

ным несколько севернее средней годовой широты субтропического пояса высокого давления [8, 9].

Радиационный баланс атмосферы можно также оценить, основываясь на информации о потоках радиации на верхней границе атмосферы и у поверхности Земли. В настоящем исследовании используются данные реанализа NCEP/NCAR США [7], среди которых имеются и величины указанных потоков.

Как уже указывалось ранее, в атмосферу направлен коротковолновый поток солнечной радиации, величину которого на верхней границе атмосферы обозначим как $S_i\downarrow$. Часть этой радиации поглощается составляющими атмосферного воздуха (основными поглотителями являются водяной пар, углекислый газ и озон) и поэтому к поверхности Земли доходит лишь оставшаяся часть потока ($S_b\downarrow$). Также некоторое количество коротковолновой радиации отражается от подстилающей поверхности и уходит обратно в атмосферу ($S_b\uparrow$). Сама атмосфера также обладает некоторой отражательной способностью и поэтому часть потока коротковолновой радиации отражается от нее и уходит обратно в космическое пространство ($S_i\uparrow$). Выразить это алгебраическим выражением для функции нагревания атмосферы можно следующим образом

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_S = S_i\downarrow + S_b\uparrow - S_b\downarrow - S_i\uparrow. \quad (1.2)$$

В этом выражении индекс a , указывающий принадлежность к атмосфере, опущен, а индекс S показывает, что рассматривается поток коротковолновой радиации.

Аналогичным вышеуказанному является и путь длинноволновой радиации. Однако здесь отсутствует поток из космического пространства в атмосферу, так как радиация от Солнца приходит в коротковолновом спектре. Тогда алгебраическое выражение выглядит следующим образом:

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_L = L_b\uparrow - L_b\downarrow - L_i\uparrow. \quad (1.3)$$

Здесь индекс L указывает причастность к длинноволновой радиации.

Сумма $\left(\frac{dQ}{dt}\right)_S$ и $\left(\frac{dQ}{dt}\right)_L$ может указывать на энергию, которую нака-

пливает или теряет атмосфера за счет притока солнечной радиации.

Естественно, такое представление является лишь упрощенной схемой, в которой атмосфера рассматривается как единый слой. На самом деле, поток как коротковолновой, так и длинноволновой радиации, на своем пути через толщу атмосферы многократно рассеивается, отражается и поглощается в единичных атмосферных слоях [12]. Однако в данном исследовании не рассматриваются отдельные слои атмосферы и поэтому использованное упрощение вполне применимо.

Рисунок 1.1 показывает хорошо известное (см. например, [9]) распределение притоков (оттоков) энергии, рассчитанных по формулам (1.2)-(1.3). За счет притока солнечной коротковолновой радиации (рис. 1.1а) атмосфера накапливает энергию, причем максимальный приток наблюдается в декабре-январе над южными субтропиками и в июне-июле над Арктикой (более 90 Вт м^{-2}). Естественно, такая картина определяется преимущественно инсоляцией [8] и характерным является то, что максимум притока смещен относительно экватора к югу.

Над полярными широтами Южного полушария наблюдается (рис. 1.1б) минимальный отток тепла в виде длинноволновой радиации из атмосферы (около 50 Вт м^{-2}), тогда как над Арктикой в соответствующий сезон года он превышает 115 Вт м^{-2} . Также, над тропиками Южного полушария максимум оттока тепла выражен и в пространстве, и времени, более ярко. Связано это, прежде всего, с неравномерным распределением суши и океанов над двумя полушариями, что является одним из основных факторов, определяющих общую циркуляцию атмосферы и климат Земли. Отметим также, что большая потеря тепла в атмосфере над тропиками компенсируется, хоть и не полностью, максимальным притоком коротковолновой радиации (см. рис. 1.1а).

Именно эти характерные особенности и определяют наличие максимума потери энергии атмосферой над субтропиками Южного полушария в июне-июле ($\sim 150 \text{ Вт м}^{-2}$), а минимума ($\sim 40 \text{ Вт м}^{-2}$) – над Антарктикой в декабре-январе (рис. 1.1в).

Выше уже отмечалось, что большую часть энергии атмосфера получает за счет переноса явного и скрытого тепла от подстилающей поверхности. Модельные расчеты [13] показывают, что поток ощутимого тепла в

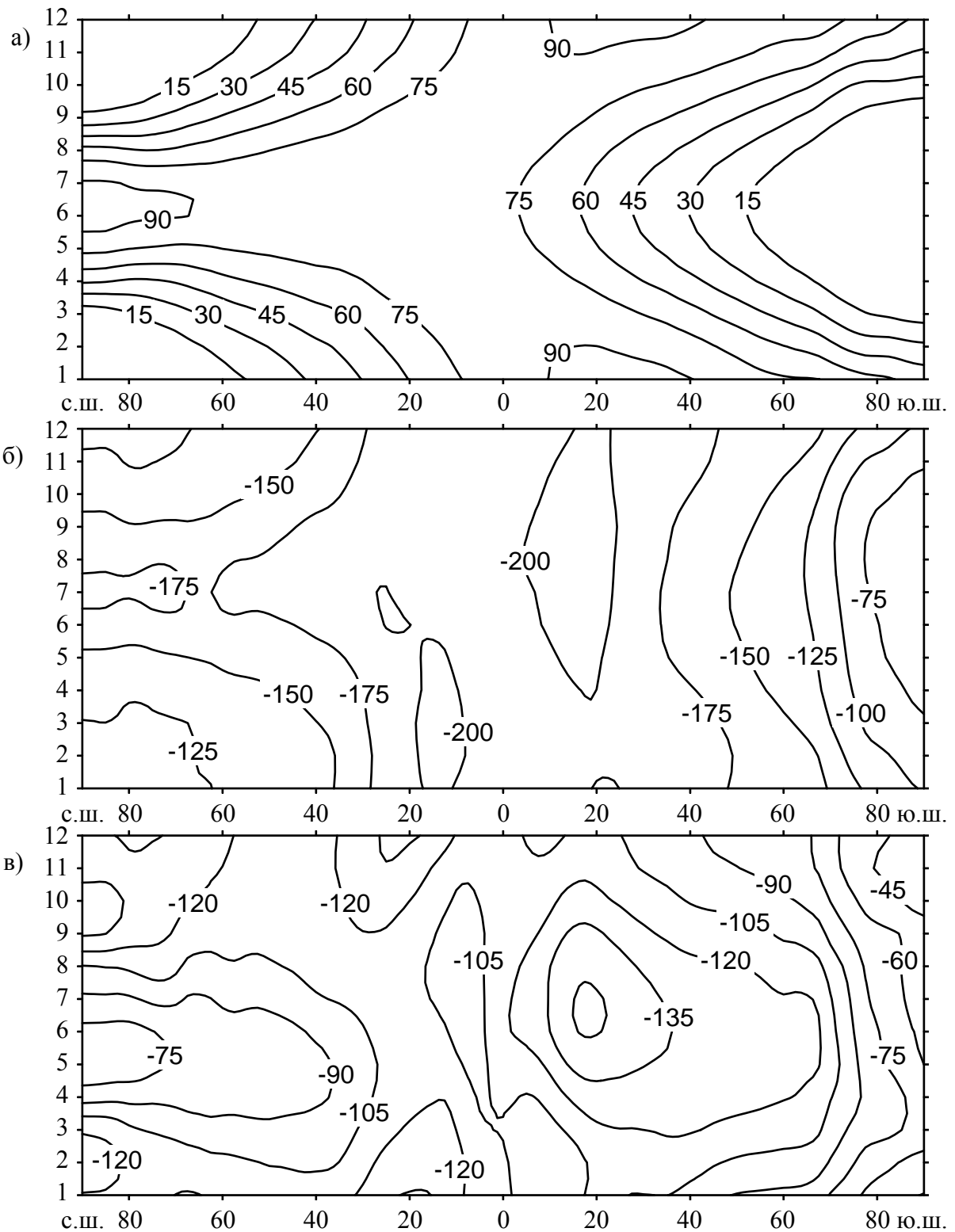


Рисунок 1.1 – Средние многолетние притоки (оттоки) энергии (Вт м^{-2}) в атмосферу за счет солнечной радиации (а – коротковолновый, б – длинноволновый, в – сумма; ось X – широта, Y – месяц года)

атмосферу, который связан с влажностью почвы, может играть ключевую роль в формировании засушливых и переувлажненных зон. При этом большую роль играет площадь, занимаемая материками и океанами в полушариях, так как почва и вода имеют разную теплопроводность и теплоемкость. Влияние неоднородности подстилающей поверхности на потоки ощутимого и скрытого тепла для случая слабой неоднородности невелико; при увеличении же неоднородности увеличивается и влияние, а потоки при этом возрастают [14]. Известный факт, что летом температура воздуха на одной и той же широте над континентами, как правило, выше, чем над океанами, и наоборот. Напомним также, что площадь, занимаемая сушей в Северном полушарии, намного больше, чем в Южном полушарии.

Примером такой неоднородности может служить распределение потока ощутимого тепла (рис. 1.2а) в районе Южного полярного круга, который почти с февраля по ноябрь служит как бы границей между районом суши, который получает тепло от атмосферы (южнее 70° ю.ш.), и районом, который подпитывает атмосферу внутренней энергией (севернее 70° ю.ш.). При этом приток тепла от подстилающей поверхности в атмосферу в умеренных широтах имеет почти такую же величину, что и поток в тропиках. Такой резкий переход в Северном полушарии практически отсутствует. Покрытые льдом Арктика и Антарктика на протяжении всего года получают тепло из атмосферы, причем в Южном полушарии отрицательный поток ощутимого тепла в четыре раза больше, чем в Северном, и превышает 68 Вт м^{-2} (см. рис. 1.2а).

Отметим, что в среднем за год вблизи экватора океаны получают энергию от атмосферы, при этом наибольший суммарный поток энергии из атмосферы в океан (более 120 Вт м^{-2}) наблюдается в восточной части Тихого океана; этот факт подтверждается близкими к нулю потоками ощутимого тепла в районе экватора на рис. 1.2а. В субтропиках и умеренных широтах Северного полушария отмечаются два максимума (более 150 Вт м^{-2}) притока энергии от океана в атмосферу: на восточных побережьях Азии и Северной Америки. Первый из них связан с течением Кюросио, а второй – с Гольфстримом [15].

В отличие от ощутимого тепла, средний зональный поток скрытого тепла положительный во все месяцы на всем земном шаре. Это естественно, если принять во внимание, что он является функцией недостатка насыщения воздуха непосредственно у поверхности океана, который, в свою очередь в значительной мере зависит от разности температур вода–воздух.

Так как на большей части океанов во все сезоны вода теплее прилегающего слоя воздуха [10], то это и определяет поток скрытого тепла от подстилающей поверхности в атмосферу.

Наибольшие значения этого потока (более 135 Вт м^{-2}) наблюдаются летом около $15\text{-}20^\circ$ в обоих полушариях (рис. 1.2б), а минимальные – в Арктике и Антарктике

Одной из отличительных черт пространственно-временного распределения потока скрытого тепла являются его большие меридиональные градиенты в теплый период года в районе 40° обоих полушарий. По сути, это является следствием раздела двух климатических зон: субтропической и умеренных широт. Также следует отметить хорошо выраженный очаг потока в умеренных широтах северного полушария в теплую половину года.

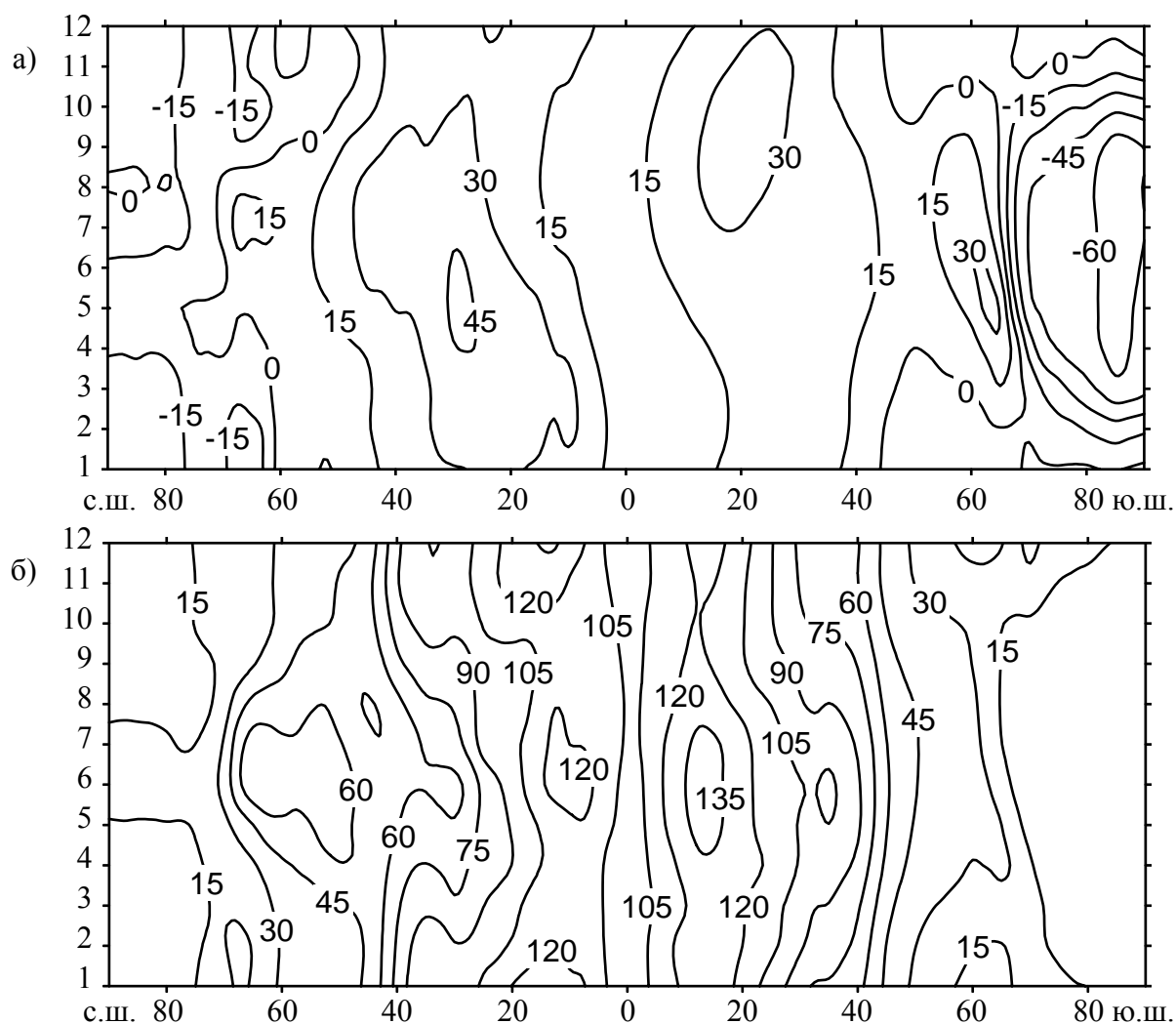


Рисунок 1.2 – Средние многолетние притоки (оттоки) ощутимого (а) и скрытого (б) тепла (Вт м^{-2}) в атмосферу от подстилающей поверхности, осредненные по широтным кругам (ось X – широта, Y – месяц года)

Для того, чтобы объяснить некоторые из указанных особенностей, рассмотрим пространственно-временное распределение осадков и испарения (рис. 1.3).

Естественно принять, что положительная разница осадков и испаре-

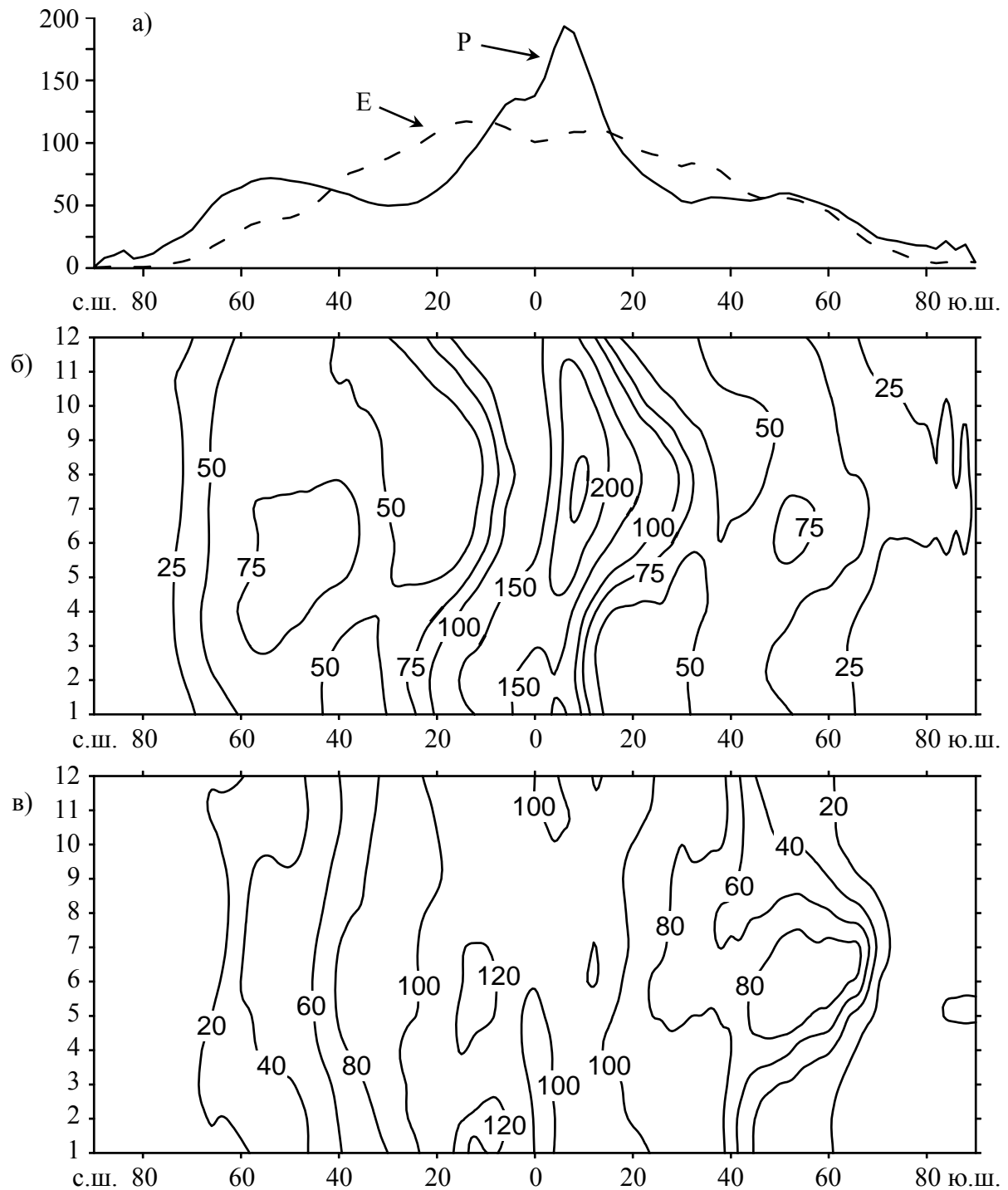


Рисунок 1.3 – Осредненные по широтным кругам многолетние среднемесячные (а) осадки P (б) и испарение E (в), осредненные по широтным кругам (мм/месяц; ось X – широта, Y – месяц года для б и в)

ния соответствует иссушению атмосферы, а отрицательная – подстилающей поверхности. Тогда, засушливая зона в северном полушарии располагается (рис. 1.3а) приблизительно в широтном поясе 10–40° [16], т.е. именно там, где расположена зона пустынь (Мексика, Сахара, Саудовская Аравия, Гоби и др.). Подтверждением этого служат и результаты, приведенные в [17].

Наибольшее количество осадков (более 200 мм/месяц) наблюдается несколько южнее экватора в июле–августе (рис. 1.3б), т.е. в районе интенсивной восходящей ветви ячейки Хэдли Южного полушария [9]. Также существуют вторичные максимумы в умеренных широтах, которые хорошо коррелируются с сезонным положением полярного фронта, который выражен как резкое увеличение количества осадков в умеренных широтах [16]. Также следует отметить, что осадки в тропиках и умеренных широтах имеют различное происхождение: первые являются причиной интенсивной конвективной деятельности (ливни), а вторые возникают за счет упорядоченных восходящих движений и, как правило, имеют обложной характер. Поэтому, хотя очаг в тропиках имеет небольшие размеры в меридиональном направлении, он по интенсивности почти в три раза превышает максимумы в умеренных широтах. Учтем также и тот факт, что корреляция между количеством облаков и осадками в умеренных широтах намного выше, чем в тропиках, особенно над обширными акваториями океанов [18].

Таким образом, активный процесс осадкообразования и испарения в тропиках, является ключевым фактором, определяющим максимум потока скрытого тепла в этом географическом районе, показанного на рис. 1.2б. Также существуют и значительные меридиональные градиенты испарения (рис. 1.3в) около 40° обоих полушарий, что и обуславливает аналогичную особенность в потоке скрытого тепла. Отмеченный же на рис. 1.2б летний очаг в умеренных широтах Северного полушария обусловлен осадками.

В настоящее время существует огромное количество публикаций, посвященных глобальному и региональному распределению осадков и испарения (см., например, [9, 10, 19-25]). Проведенный анализ во многих из них показал, что даже в пределах небольших регионов существует значительная неоднородность полей осадков и испарения, как во времени, так и в пространстве. Однако следует отметить, что приведенные выше общие закономерности распределения среднесезональных величин указанных характеристик сохраняются и для отдельных регионов в соответствующем климатическом поясе.

Итак, в атмосфере существует значительная зональность распределения тепловой энергии и это, в свою очередь, является причиной меридиональных градиентов давления, обуславливающих преимущественно зональный перенос. При отсутствии переноса тепла в меридиональном направлении приземная температура воздуха у экватора должна непрерывно повышаться, а приполярные районы должны охлаждаться. Естественно, что такого не происходит. В то время как средняя зональная циркуляция в целом находится приблизительно в геострофическом равновесии с меридиональным барическим градиентом, меридиональные составляющие, осредненные по широтным кругам, представляют агеострофический ветер. Именно они и осуществляют перенос энергии в направлении полюсов.

1.2 Меридиональный перенос тепла и влаги в атмосфере

Меридиональный перенос различных форм энергии является одной из важнейших связей в энергетическом цикле атмосферы. Как было показано в предыдущем параграфе, тогда как радиационное охлаждение и обмен скрытым и ощутимым теплом с подстилающей поверхностью ведет к избытку тепла в низких и дефициту тепла в высоких широтах, направленный к полюсам перенос поддерживает климатический баланс.

Средние годовые условия общей циркуляции никогда не реализуются на протяжении всего года вследствие постоянного изменения солнечного склонения, в связи с чем существуют большие отличия на всех широтах между зимним и летним циркуляционными режимами. Поэтому принято исследовать меридиональную циркуляцию, осредненную либо по месяцам (см. [26]), либо по сезонам года (см. [27]).

Самым простым способом описания атмосферы является ее представление в виде меридионального разреза от Южного полюса до Северного. Однако было доказано (см., например, [9] с. 14-15), что осредненные условия на таком разрезе не могут быть удовлетворительно объяснены средними движениями воздуха в связи с существующими источниками и стоками тепла и количества движения. Поэтому при анализе направленного к полюсам потока часто отдельно учитывается влияние среднего и вихревого меридионального переноса, причем вихревая составляющая, кроме того, разлагается на эффекты стационарных и неустойчивых вихрей

того, разлагается на эффекты стационарных и неустойчивых вихрей (см., например, работу Холопайнена [28] и ссылки к ней). В настоящем исследовании ограничимся только разложением меридионального переноса (W_f) на средний (W_{fm}) и вихревой (W_{fe}), воспользовавшись следующей формулой:

$$W_f = W_{fm} + W_{fe} = \frac{1}{g} \int_{p_1}^{p_2} \overline{vf} dp = \frac{1}{g} \int_{p_1}^{p_2} \overline{v}\overline{f} dp + \frac{1}{g} \int_{p_1}^{p_2} \overline{v'f'} dp, \quad (1.4)$$

где $g = 9,80616 \text{ м с}^{-2}$ – ускорение свободного падения;
 v – меридиональная составляющая скорости ветра;
 p_1 и p_2 – давление на изобарических поверхностях, ограничивающих слой снизу и сверху, соответственно.

Вместо температуры воздуха (T) и удельной влажности воздуха (q) можно использовать функции от них: внутреннюю ($c_p T$; $c_p = 1004,64 \text{ Дж кг}^{-1} \text{ К}^{-1}$ – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении) и скрытую (Lq ; $L = 2,5104 \times 10^6 \text{ Дж кг}^{-1}$ – скрытое тепло парообразования) энергии. Тогда в (1.4) $f = \{c_p T, Lq\}$ и размерность W_f – Вт м^{-1} . Штрихи в (1.4) означают отклонение от среднезональной величины для любой переменной x :

$$x' = x - \bar{x}, \quad (1.5)$$

где $\bar{x} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} x d\lambda$;

λ – долгота.

Для того чтобы яснее представлять условия меридионального переноса, рассмотрим суммарную среднюю меридиональную циркуляцию для каждого сезона, воспользовавшись массовой функцией тока χ (кг с^{-1}) в изобарической системе координат

$$\chi = \frac{a \cos \varphi}{g} \int_0^p \bar{v} dp, \quad (1.6)$$

где $a = 6,37122 \times 10^6 \text{ м}$ – радиус Земли;
 φ – широта.

На рис. 1.4 представлены средние многолетние изолинии χ для четырех сезонов года. Основной, хорошо и давно изученной, особенностью меридионального разреза является наличие в каждом полушарии трех циркуляционных ячеек: тропической ячейки Хэдли, ячейки Ферреля в умеренных широтах и полярной ячейки. Наиболее активная средняя меридиональная циркуляция наблюдается в ячейке Хэдли зимнего полушария (рис. 1.4 а и в) и превышает $25 \cdot 10^9 \text{ кг с}^{-1}$. Летом интенсивность ячейки Хэдли намного меньше (приблизительно в 5 раз) и она сравнима с интенсивностью меридиональной циркуляции в умеренных широтах, которая на протяжении года изменяется незначительно. Отметим также, что циркуляция Хэдли, в отличие от ячейки Ферреля, является «термически прямой», т.е. в

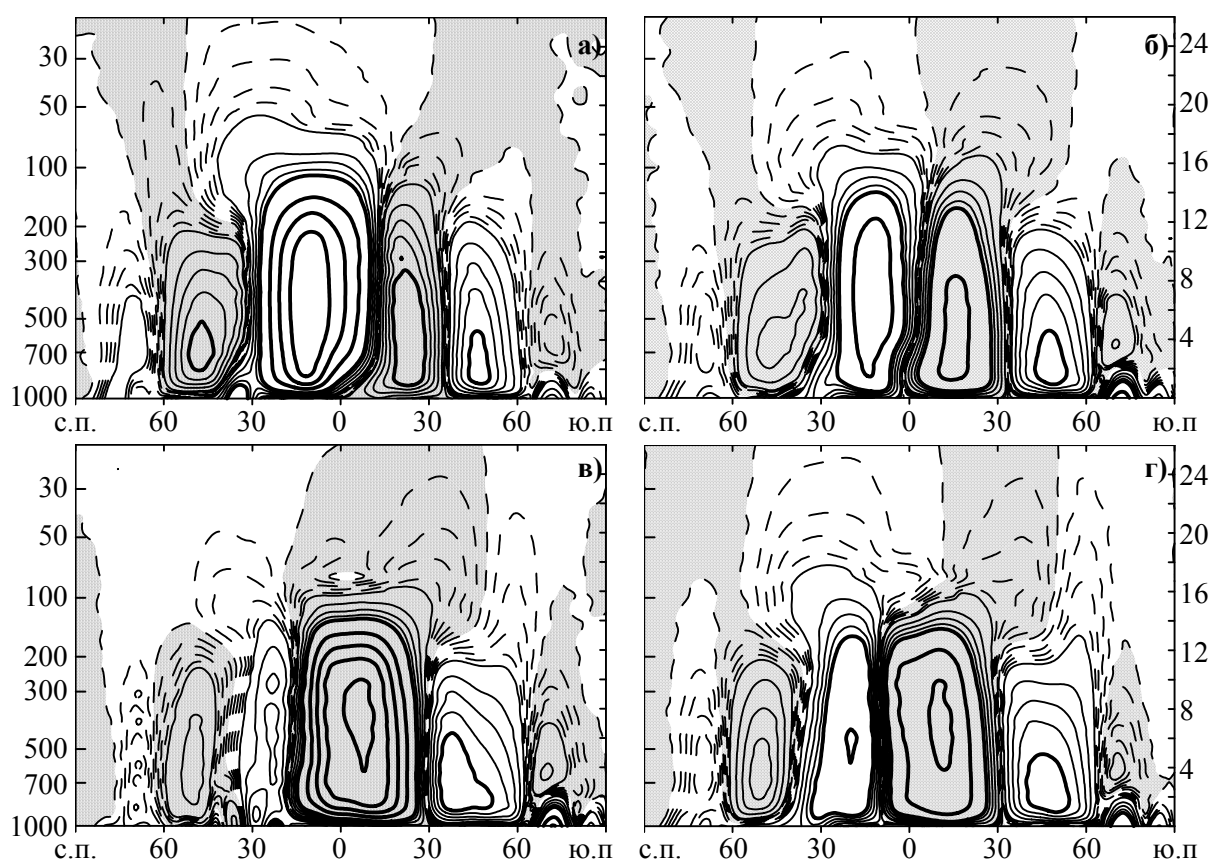


Рисунок 1.4 – Средняя многолетняя меридиональная циркуляция в декабре–феврале (а), марте–мае (б), июне–июле (в) и сентябре–ноябре (г). Ось X – широта, Y слева – давление (гПа), Y справа – высота (км). Штриховые линии для абсолютных величин от 0 до 1 с шагом 0,2; тонкие сплошные – от 1 до 5 с шагом 1; толстые сплошные – более 5 с шагом 5. Области с отрицательными величинами заштрихованы. Размерность величин – 10^9 кг с^{-1} .

ней более теплый приэкваториальный воздух поднимается, а менее теплый субтропический – опускается. Далее будет показано, что именно термически прямая меридиональная циркуляция генерирует кинетическую энергию в атмосфере.

Первые представления о переносе энергии меридиональной циркуляцией сводились к следующему [9]. В ячейке Хэдли, за счет значительных величин меридиональной составляющей скорости ветра, перенос осуществляется в основном средним меридиональным движением, а в умеренном поясе в межширотном обмене преобладает влияние нестационарных вихрей синоптического масштаба. Однако последние исследования (см., например, работу [29]) показали, что усиление расположенной над экватором ячейки Хэдли, вызванное сдвигом нагрева в тропиках в летнее полушарие, ведет к статистически значимым аномалиям в зимних внетропических широтах вследствие увеличенного направленного к полюсу переноса тепла низкочастотными волнами и связанной с ними средней меридиональной циркуляцией.

Основная связь между циркуляцией Хэдли и зонально осредненным климатом в зимних внетропических широтах выглядит следующим образом. Так как более интенсивная ячейка Хэдли переносит больше абсолютного углового момента в субтропики, уравновешенный зональный ветер имеет большие вертикальные сдвиги между субтропиками и средними широтами. Последние сопровождаются увеличенным направленным к полюсу переносом тепла посредством нестационарных вихрей и вынужденной вихрями средней циркуляции. Все это приводит к меньшей разнице температур и уменьшенным градиентам потенциальной завихренности между средними и высокими широтами.

Хотя и существует изменчивость меридионального переноса в вертикальной плоскости, однако наиболее ярко она выражена в среднем меридиональном потоке тепла в районе ячейки Хэдли в холодную половину года, так как изменение температуры воздуха по вертикали (между направленными к полюсу и экватору ветвями ячейки) не так уж и велико. Вместе с тем основные запасы атмосферной влаги сосредоточены в нижнем четырехкилометровом слое и вклад направленного к полюсу потока выше изобарической поверхности 600 гПа в интегральный не превышает 5% [19] от суммарного. Поэтому рассмотрим только интегральные по всей атмосфере средний и вихревой меридиональные потоки. Отметим, что на

рис. 1.5 и 1.6 положительные величины потоков в Северном полушарии направлены к полюсу, а в Южном – к экватору.

Максимальный средний меридиональный поток внутренней энергии (рис. 1.5а), как уже отмечалось, обусловлен циркуляционной ячейкой Хэдди. В зимние месяцы в обоих полушариях он превышает $300 \cdot 10^6$ Вт м^{-1} и направлен к экватору. Влияние ячейки Ферреля более ярко прослеживается в Северном полушарии и ее эффект зимой выявляется как направленный к полюсу средний меридиональный поток, причем величина этого потока сравнима со значениями переноса тепла в ячейке Хэдди. Направленный к экватору средний поток внутренней энергии в субтропиках Северного полушария объясняется уже не ячейкой Ферреля, а циркуляцией Хэдди (см. рис. 1.4в и 1.5а).

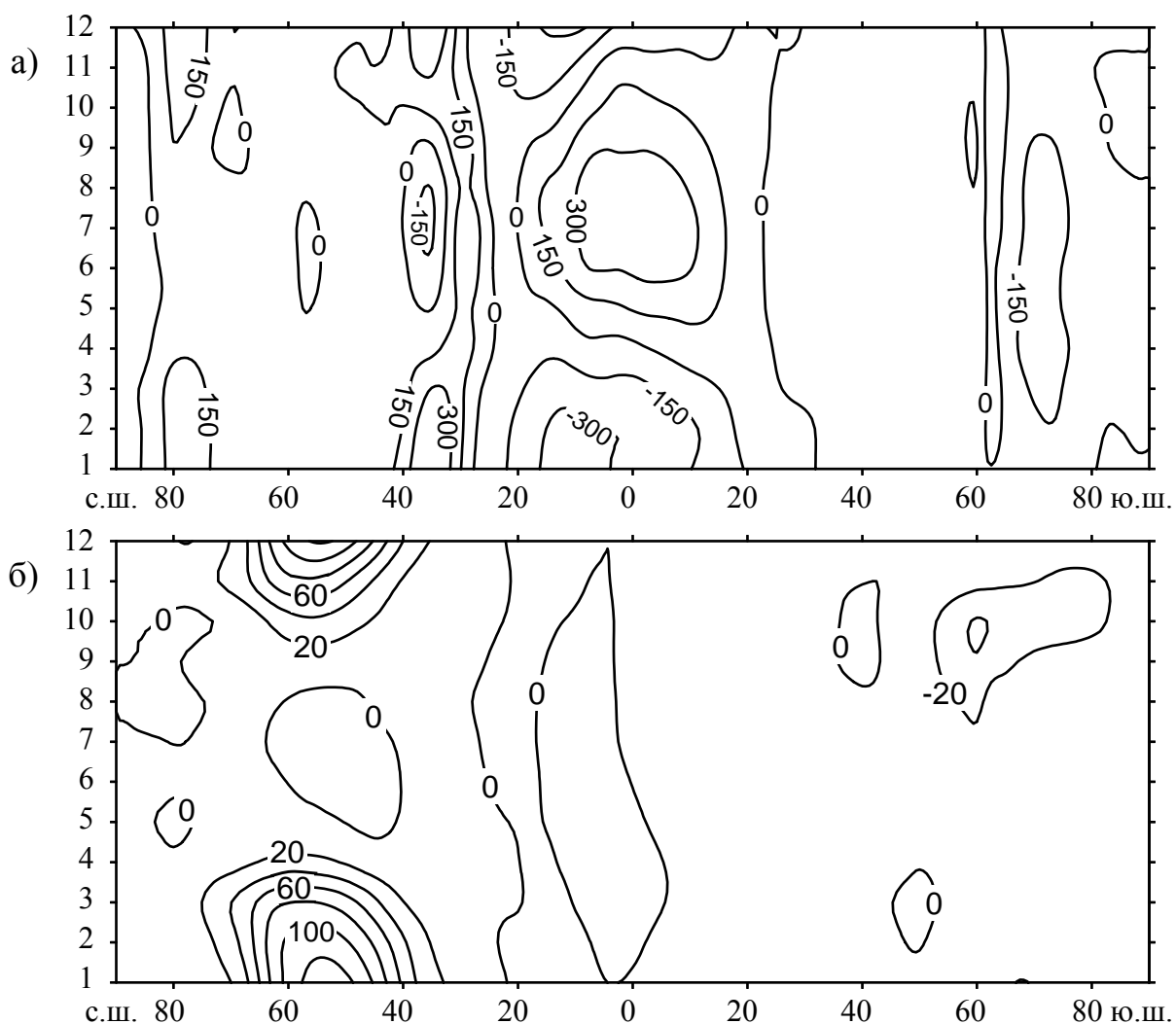


Рисунок 1.5 – Средние многолетние средний (а) и вихревой (б) меридиональные потоки внутренней энергии ($10^6 \cdot \text{Вт м}^{-1}$), осредненные по широтным кругам (ось X – широта, Y – месяц года)

В отличие от среднего меридионального, значения вихревого потока тепла практически полностью определяется ячейкой Ферреля умеренных широт (рис. 1.5б). При этом в Южном полушарии вихревой поток тепла намного меньше, что объясняется меньшей возмущенностью атмосферных потоков вследствие большей однородности подстилающей поверхности [30]. В холодную часть года в умеренных широтах Северного полушария вихревой меридиональный поток намного превышает средний, имеет направление к полюсу, а максимальных значений достигает в середине зимы ($\sim 130 \cdot 10^6 \text{ Вт м}^{-1}$).

Таким образом, зимой в Северном полушарии существует значительный отток тепла из субтропиков. При этом в тропических широтах перенос тепла определяется средними меридиональными движениями в циркуляции Хэдли и направлен к экватору, а в умеренных широтах в южной части ячейки Ферреля преобладает средний меридиональный, а в северной – вихревой поток тепла в направлении полюса.

Анализ меридиональных потоков влаги подтверждает хорошо известный факт [19] о наличии оттока водяного пара из субтропических широт. При этом, направленный к экватору поток скрытой энергии в обоих полушариях намного больше, чем перенос водяного пара к полюсам (рис. 1.6а). Объясняется это тем, что в субтропических океанских антициклонах вследствие нисходящих потоков воздуха образование осадков затруднено, а сравнительно высокие температуры воды благоприятствуют испарению. Также в тропических широтах создается значительный избыток водяного пара зимой соответствующего полушария, который выносится в летний тропический пояс.

Так же, как для внутренней энергии, наиболее интенсивный средний меридиональный поток скрытой энергии определяется ячейкой Хэдли и наблюдается в обоих полушариях зимой над тропиками (рис. 1.6б). Наибольшие вихревые потоки влаги в обоих полушариях отмечаются в летние месяцы в субтропиках и направлены к полюсам ($\sim 70 \cdot 10^6 \text{ Вт м}^{-1}$ – в Северном и $\sim 20 \cdot 10^6 \text{ Вт м}^{-1}$ – в Южном полушарии); в зоне действия ячейки Ферреля они намного меньше (рис. 1.6в).

Хотя влияние ячейки Хэдли на меридиональный поток влаги кажется преобладающим, однако нужно учитывать распределение в полушариях океанов и материков. Если предположить, что содержание влаги в низких широтах больше, чем в умеренных, и отдельно проанализировать рас-

пределение потоков влаги отдельно над океанами и материками, как это сделано в [31], то окажется, что над океанами влияние ячейки Ферреля на среднегодовые потоки может быть сравнимым, а в теплый сезон – даже больше, чем влияние циркуляции Хэдли.

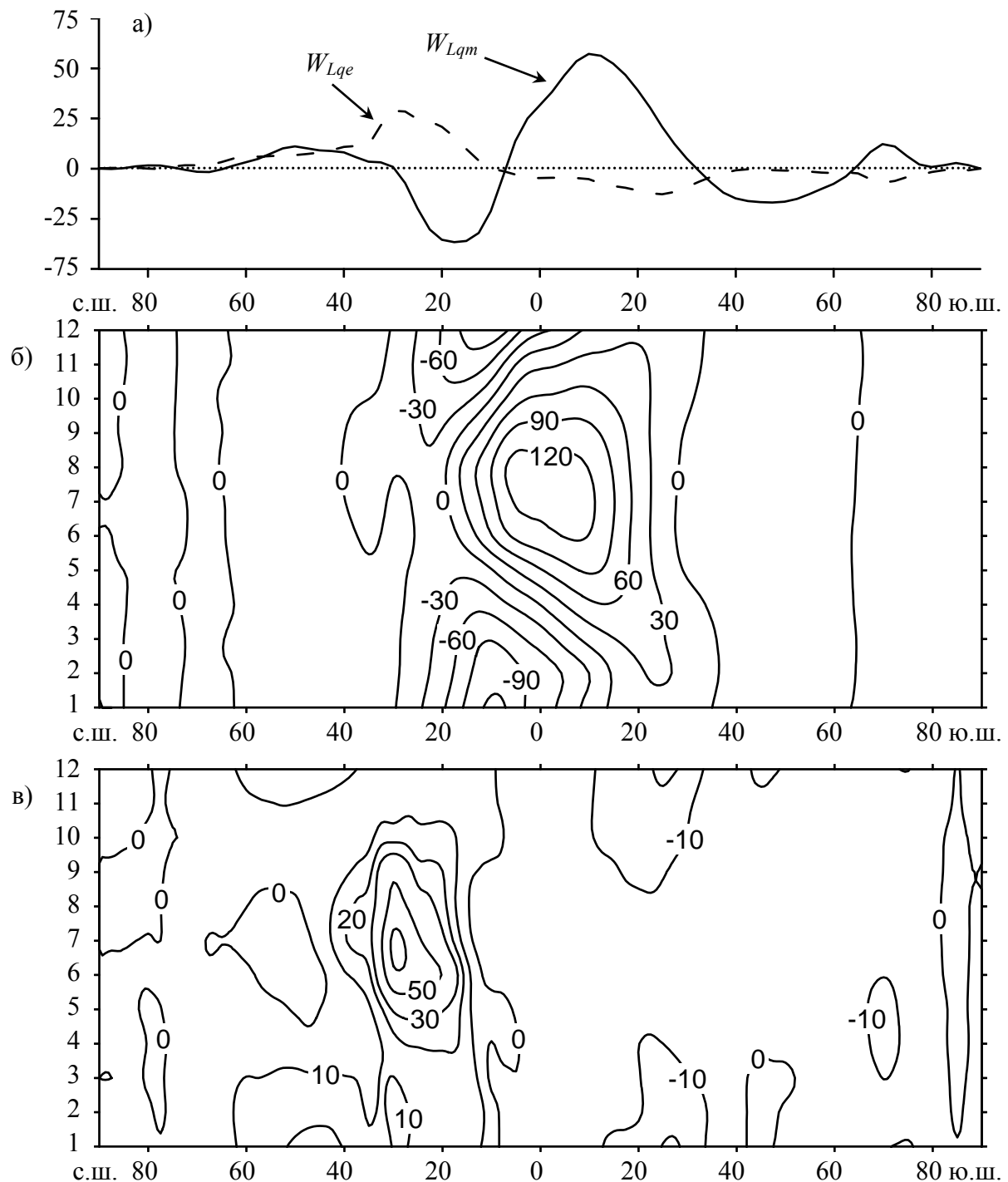


Рисунок 1.6 – Осредненные по широтным кругам многолетние среднемесячные (а) средний W_{Lqm} (б) и вихревой W_{Lqe} (в) меридиональные потоки скрытой энергии ($10^6 \cdot \text{Вт м}^{-1}$; ось X – широта, Y – месяц года для б и в)

1.3 Баланс углового момента в системе Земля–атмосфера

Угловой момент* играет важнейшую роль в поддержании зональной циркуляции атмосферы. Согласно Лоренцу [1], без переноса углового момента в средние широты в атмосфере не наблюдались бы приземные западные ветры. Н. Филипс [32] с помощью численного моделирования показал, что в течение 10 дней с начала расчета вместо однородного слабого восточного течения во всем полушарии появилась полоса западных ветров в умеренных широтах, разделившая восточные ветры в высоких и низких широтах. Причиной таких изменений послужил меридиональный перенос зонального углового момента средней меридиональной циркуляцией и крупномасштабными вихрями.

Абсолютный угловой момент относительно оси вращения Земли может быть разделен на Ω –момент (m_Ω) и относительный момент (m_r), которые являются функциями меридионального распределения приземного давления и относительной зональной скорости. Используя условие сохранения массы и уравнение зонального углового количества движения [33] можно оба указанных момента в единичном объеме выразить с помощью выражений:

$$m_\Omega = \rho a^2 \cos^2 \varphi \Omega, \quad m_r = \rho a \cos \varphi u, \quad (1.7)$$

где $\Omega = 5,292 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ – угловая скорость вращения Земли;

ρ – плотность воздуха;

u – зональная составляющая скорости ветра.

Известно (см., например, обзор Розена [34]), что абсолютный угловой момент является сохраняющейся физической субстанцией, т.е. в системе Земля–атмосфера он не возникает и не исчезает, а лишь перераспределяется между земной поверхностью и атмосферой.

В связи с тем, что напряжение трения между земной поверхностью и атмосферой противоположно зональной составляющей ветра, то в низких широтах, где зональный ветер направлен с востока, пассаты испытывают напряжение трения на земной поверхности к востоку, т.е. в направлении вращения Земли. В связи с этим ускорение направлено с запада на восток,

* Синонимом термина «угловой момент» является «момент количества движения»

что ведет к передаче западного углового момента от Земли в атмосферу. То же самое происходит и в зоне полярного восточного переноса, но передаваемый момент очень мал по величине. В умеренных широтах преобладающий западный перенос испытывает напряжение трения к западу, ускорение направлено с востока на запад и атмосфера передает угловой момент Земле.

Уравнения баланса Ω и относительного угловых моментов можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial m_{\Omega}}{\partial t} + \nabla \cdot (m_{\Omega} \mathbf{v}) = -a\ell v_r \cos \varphi, \quad (1.8a)$$

$$\frac{\partial m_r}{\partial t} + \nabla \cdot (m_r \mathbf{v}) = a\ell v_r \cos \varphi - \frac{\partial p}{\partial \lambda} + aF_{\lambda} \cos \varphi, \quad (1.8б)$$

где \mathbf{v} – трехмерный вектор скорости ветра;

$\ell = 2\Omega \sin \varphi$ – параметр Кориолиса;

F_{λ} – зональная составляющая силы трения (с положительным направлением на восток).

Второй член слева в уравнениях (1.8) возникает из нелинейных адвекций и описывает полные потоки Ω и относительного угловых моментов через рассматриваемый объем. Второй член справа в (1.8б) – вращательный момент вследствие меридионального градиента давления, а последний член справа в (1.8б) – вращательный момент вследствие действия силы трения. Член, содержащий ℓ может рассматриваться как вращающий момент с плечом $a \cos \varphi$ вследствие влияния силы Кориолиса. Посредством меридионального движения он превращает относительный угловой момент в Ω -момент и наоборот и его часто называют Кориолисовым превращением. Направленные к экватору (полюсу) потоки увеличивают (уменьшают) Ω -момент и уменьшают (увеличивают) относительный угловой момент.

Интегрируя уравнения (1.8) по всему объему атмосферы, получим:

$$\frac{\partial M_{\Omega}}{\partial t} = \tilde{C}, \quad (1.9a)$$

$$\frac{\partial M_r}{\partial t} = -\tilde{C} + \tilde{F} + \tilde{P}, \quad (1.9б)$$

$$\text{где } M_{\Omega} = b_1 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \overline{p_s} \cos \varphi a^2 \Omega \cos^2 \varphi d\varphi ;$$

$$M_r = b_1 \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} a \cos \varphi \bar{u} \cos \varphi d\varphi dp ;$$

$$\tilde{C} = -b_1 \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \bar{v} a \cos \varphi \ell \cos \varphi d\varphi dp ;$$

$$b_1 = \frac{2\pi a^2}{g} ;$$

$$\tilde{F} = \int_S a \cos \varphi \tau_s dS ;$$

$$\tilde{P} = - \int_S p_s \frac{\partial z_0}{\partial \lambda} dS ;$$

p_s – приземное давление;

τ_s – зональная составляющая приземного напряжения;

$\frac{\partial z_0}{\partial \lambda}$ – зональный градиент повышения земной поверхности.

Если рассматривать глобальный бюджет земной системы, акцентируя внимание на связи между составляющими углового момента атмосферы и твердой Земли (как это делается, например, в [34]), то уместен анализ только глобального абсолютного углового момента и нет необходимости отдельно исследовать бюджеты (1.9).

Однако, численное моделирование общей циркуляции атмосферы и океана показало [35], что наиболее резко выраженные моды планетарного масштаба в атмосфере имеют или только относительный угловой момент (например, в тропиках [36]), или только Ω момент (моды во внетропических широтах, связанные с Антарктической и Арктической осцилляциями [37, 38]). Следовательно, существует мотивация для отдельного анализа бюджетов (1.9).

Как же эти бюджеты работают? Рассмотрим направленное на восток напряжение, отображающееся в положительном \tilde{F} , которое для случая атмосферы в виде твердого тела будет ускорять относительный угловой момент и изменять относительную скорость вращения тела. Так как внутри тела невозможно движение массы, глобальный Ω угловой момент останется постоянным, а относительный момент будет изменяться за счет влияния

\tilde{F} и \tilde{P} .

Если же рассматривать атмосферу в виде вращающейся жидкости, то поскольку рассмотренное выше напряжение не размещается на экваторе, оно ускоряет M_r и, в то же время, вызывает направленный к экватору Экмановский перенос, приводящий к положительным величинам \tilde{C} . Это, в соответствие с (1.9б), замедляет M_r и аннулирует, в некоторой степени, прямое ускорение, вызванное напряжением. Следовательно, фрикционный вращательный момент для случая вращающейся жидкости не может свободно изменять скорость вращения как в случае твердого тела. Более того, вращательный момент также влияет на M_Ω , что невозможно для твердого тела.

Поэтому фон Сторч [39] предложила следующую альтернативную формулировку для бюджетов Ω и относительного угловых моментов.

Сначала запишем меридиональную составляющую скорости ветра v в уравнении для \tilde{C} в виде суммы трех слагаемых: геострофической v_g , агеострофической Экмановской v_e и остаточной агеострофической скорости v_a , т.е.

$$v = v_g + v_e + v_a, \quad (1.10)$$

где

$$v_g \equiv \frac{1}{\rho l a \cos \varphi} \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \quad (1.11)$$

$$v_e \equiv \frac{1}{\rho 2 \Omega \sin \varphi} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}, \quad (1.12)$$

$$v_a = v - v_g + v_e. \quad (1.13)$$

В уравнении (1.12) τ_{zx} – вертикальный турбулентный поток зонального количества движения вблизи нижней границы атмосферы.

Нетрудно доказать [39], что

$$\begin{aligned} \tilde{C}_g &\equiv - \int_V \rho a \cos \varphi \ell v_g dV = \tilde{P}, \\ \tilde{C}_e &\equiv - \int_V \rho a \cos \varphi \ell v_e dV = \tilde{F}, \\ \tilde{C}_a &\equiv -b_1 \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} v_a a \cos \varphi \ell \cos \varphi d\varphi dp \end{aligned}$$

и

$$\tilde{C} = \tilde{C}_g + \tilde{C}_e + \tilde{C}_a. \quad (1.14)$$

Отметим, что выражение для \tilde{C}_g , так же, как и уравнение (1.11), определено для $\varphi \in (0, \pi/2)$ или $\varphi \in (-\pi/2, 0)$ и поэтому имеет сингулярности на полюсах и экваторе. Также следует помнить, что если принять поверхность Земли плоской (т.е. горные хребты отсутствуют), Кориолисово превращение, вызванное v_g , будет равно нулю, отображая хорошо известный факт о том, что зонально осредненная v_g существует только между меридиональными барьерами. Следовательно, так же как и \tilde{P} , \tilde{C}_g отлично от нуля только при наличии горных хребтов*.

Подставив (1.14) в уравнения (1.9), получим новую формулировку бюджетов M_Ω и M_r :

$$\frac{dM_\Omega}{dt} = \tilde{F} + \tilde{P} + \tilde{C}_a, \quad (1.15a)$$

$$\frac{dM_r}{dt} = -\tilde{C}_a. \quad (1.15b)$$

В соответствие с уравнениями бюджета (1.15), масса, во-первых, может распределяться благодаря меридиональным геострофическим потокам вследствие разницы давлений между топографическими барьерами, расположенными параллельно меридиану. Кориолисово превращение, относящееся к этому переносу массы, идентично вращательному моменту вследствие давления. Во-вторых, масса может быть перемещена в форме Экмановского переноса, вызванного напряжением зонального ветра. Соответствующее Кориолисово превращение идентично фрикционному вращательному моменту. В-третьих, масса также может быть перенесена благодаря агеострофическому меридиональному потоку v_a . Так как полная масса сохраняется, v_a должен переносить массу в направлении, противоположном переносу, вызванному $\tilde{F} + \tilde{P}$, т.е. v_a может считаться приспособлением атмосферы к изменениям в моменте инерции, вызванными перемеще-

* Еще в 1948 г. Старр [40] указал, что обмен угловым моментом между земной поверхностью и атмосферой имеет место вследствие разницы давлений на восточной и западной сторонах горных хребтов.

ниями массы, связанными с \tilde{F} и \tilde{P} . С другой стороны, изменения углового момента также могут быть вызваны вследствие внутренних переносов массы. Подставив (1.10) в (1.8б), получим уравнение

$$\frac{\partial m_r}{\partial t} + \nabla \cdot (m_r \mathbf{v}) = a l v_a \rho \cos \varphi, \quad (1.16)$$

которое является локальной версией интегрального бюджета (1.15б). В соответствии с (1.16) и (1.15б) внутренние переносы количества движения, выраженные посредством $\nabla \cdot (m_r \mathbf{v})$, могут только изменять глобальный относительный угловой момент через инициирование агеострофического превращения. Это является следствием того, что глобальный интеграл переноса количества движения (так же, как глобальный интеграл переноса массы) стремится к нулю, но глобальный интеграл Кориолисова превращения, которое представляет широтно взвешенный перенос массы, в общем случае не является нулем. Приспособления к переносу массы, связанному с \tilde{C}_a , вследствие ограничения сохранения массы вызывают изменения в поверхностных вращательных моментах. В этом случае, атмосфера скорее вызывает, чем получает, вращательный момент.

При анализе уравнений бюджета (1.15), во-первых, следует принимать во внимание факт, что если рассматриваемый поток имеет небольшие числа Россби, то агеострофическим Кориолисовым превращением можно пренебречь. Во-вторых, удобно разделить атмосферу на два слоя, первый из которых простирается от поверхности Земли до уровня вершин горных хребтов, а второй лежит выше вершин гор.

Тогда, согласно [39], в нижнем слое атмосферы можно пренебречь агеострофическим превращением, а интегралы вращательных моментов трения и давления не равны нулю и наблюдается истинный баланс количества движения. В верхнем же слое атмосферы, за счет равенства нулю v_g и v_e , можно считать, что $v_a \cong v$ и относительный угловой момент изменяется за счет агеострофической скорости.

Такой подход можно применить для достаточно точной оценки Кориолисова превращения, которое, обычно, не рассчитывается по данным наблюдения.

На рис. 1.7а показано \tilde{C}_a , рассчитанное по указанной выше методи-

ке. Видно, что в тропической зоне происходит превращение относительно Ω -момента, а в умеренных широтах наблюдается обратный процесс, причем интенсивность этого перехода ненамного меньше величины фрикционного вращательного момента. Максимальные величины Кориолисова превращения (около 15 Хэдли*) отмечаются в декабре-феврале в тропиках Северного полушария.

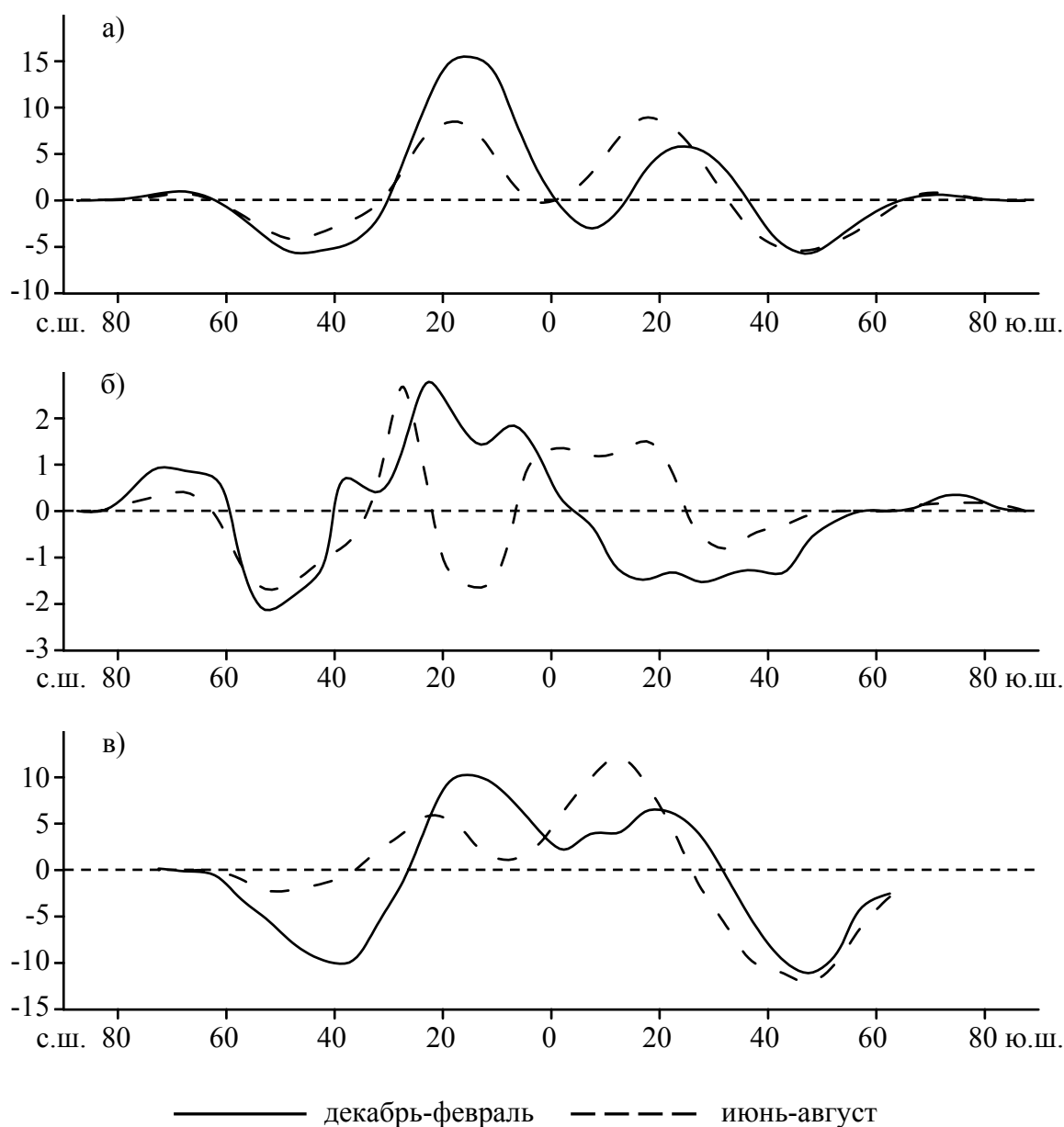


Рисунок 1.7 – Средние многолетние Кориолисово превращение \tilde{C}_a (а) и вращательные моменты вследствие меридионального градиента давления \tilde{P} (б) и действия силы трения \tilde{F} (в) (Хэдли)

* 1 Хэдли = $\cdot 10^{18}$ кг м² с⁻².

На рис. 1.7б и 1.7в приведены результаты расчетов вращательных моментов \tilde{P} и \tilde{F} для 5-градусных широтных поясов по методике, описанной в [41]. Анализ этого рисунка показывает, что вращательный момент вследствие меридионального градиента давления в Северном полушарии несколько больше, чем в Южном полушарии, в котором, в свою очередь, больше фрикционный вращательный момент. В средних тропиках обоих полушарий \tilde{P} увеличивает количество движения зимой, когда наблюдается наибольший фрикционный вращательный момент, и уменьшает летом, усиливая, таким образом, сезонные колебания полного вращательного момента, передаваемого в атмосферу в тропиках.

В средних широтах Северного полушария вклад \tilde{P} существенен как зимой, так и летом. Особенно это сказывается в летние месяцы, когда вклад \tilde{P} сравним по величине с фрикционным вращательным моментом. Севернее 60° с.ш. увеличение углового момента за счет \tilde{P} зимой составляет 3,0 Хэдли. Это составляет, как будет показано далее (см. табл. 1.1), 75% направленного на юг потока углового момента в атмосфере через 60° с.ш. В связи с тем, что в высоких широтах \tilde{F} не имеет преобладающего значения, вращательный момент вследствие меридионального градиента давления здесь может быть основным источником углового момента.

Из уравнений (1.8) можно получить выражение для переноса углового момента через широтные круги. Для этого проинтегрируем их по всей толще атмосферы и пренебрежем медленными сезонными изменениями распределения массы атмосферы (см. [9]); в результате получим:

$$W_M = \frac{2\pi a^2 \cos^2 \varphi}{g} \int_0^{p_s} uv dp, \quad (1.17)$$

где W_M – меридиональный перенос момента количества движения.

В выражении (1.17) полный поток не разделялся на циркуляционный и вихревой. Также видно, что в этом выражении отсутствует член, содержащий Ω , что характерно только для интегрирования по всей толще атмосферы. Если рассматривать слой ограниченной толщины, то им пренебрегать нельзя [9].

Рисунок 1.8 показывает положительный перенос углового момента в

Северном полушарии, как зимой, так и летом, в поясе от экватора до 55° с.ш. с максимумом в зимние месяцы (~ 30 Хэдли) около 25° с.ш., т.е. в районе субтропического струйного течения и нисходящей ветви ячейки Хэдли. Летом в этих широтах величина потока углового момента к северу приблизительно в два раза меньше. В Южном полушарии направленные к полюсу потоки углового момента не столь велики, особенно в декабре-феврале. В умеренных широтах обеих полушарий, как летом, так и зимой, наблюдается небольшой перенос углового момента к экватору.

На основании рисунков 1.7 и 1.8 составлена таблица 1.1, показывающая составляющие баланса углового момента для разных широтных поясов Земного шара.

За счет Кориолисова превращения в целом по Земному шару наблюдается переход относительного углового момента в Ω -момент, причем существует хорошо выраженная зональность, проявляющаяся в том, что указанный процесс происходит в тропиках и высоких широтах обеих полушарий. При этом в тропиках зимой этот процесс в 2-3 раза интенсивнее, чем летом. В умеренных же широтах, как зимой, так и летом, наблюдается переход Ω -момента в относительный. Согласно (1.7) и (1.15б) отрицательные величины \tilde{C}_a напрямую приводят к увеличению зональной составляющей скорости ветра, т.е. к западному переносу в умеренных широтах. Также на границе умеренных широт наблюдается приток углового момента из тропиков и высоких широт.

Не является неожиданным наличие большого дисбаланса для глобального углового момента в декабре-феврале (~ -25 Хэдли), который поч-

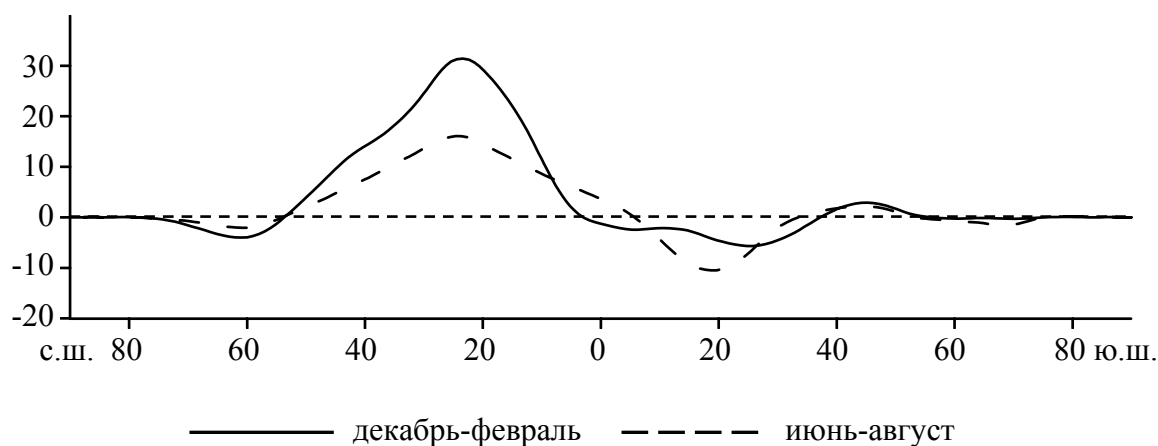


Рисунок 1.8 – Средний многолетний поток углового момента к северу (Хэдли)

Таблица 1.1 – Составляющие баланса полного углового момента (числитель – декабрь-февраль, знаменатель – июнь-август)

Широтный пояс	Составляющие баланса (Хэдли)				Разница
	\tilde{C}_a	\tilde{P}	\tilde{F}	W_M	
60 – 90 с.ш.	$\frac{2,0}{1,2}$	$\frac{3,0}{0,9}$	$\frac{-0,5}{-0,2}$	$\frac{-4,0}{-2,1}$ $\frac{24,6}{13,6}$ $\frac{-1,3}{3,7}$ $\frac{-4,6}{-2,1}$ $\frac{-0,3}{-0,8}$	$\frac{-1,5}{-1,4}$
30 – 60 с.ш.	$\frac{-24,0}{-15,2}$	$\frac{-5,1}{-5,7}$	$\frac{-42,3}{-5,5}$		$\frac{-18,8}{4,5}$
0 – 30 с.ш.	$\frac{58,3}{27,1}$	$\frac{10,6}{0,6}$	$\frac{36,2}{20,3}$		$\frac{20,9}{11,0}$
0 – 30 ю.ш.	$\frac{9,1}{31,3}$	$\frac{-5,6}{5,6}$	$\frac{26,3}{40,5}$		$\frac{17,4}{40,3}$
30 – 60 ю.ш.	$\frac{-14,7}{-21,4}$	$\frac{-4,9}{-1,7}$	$\frac{-40,5}{-55,4}$		$\frac{-41,1}{-55,8}$
60 – 90 ю.ш.	$\frac{0,8}{0,7}$	$\frac{0,8}{0,6}$	$\frac{-2,6}{-2,9}$		$\frac{-1,5}{-1,5}$
Земной шар	$\frac{31,5}{23,7}$	$\frac{-1,2}{0,3}$	$\frac{-23,4}{-3,2}$		$\frac{-24,6}{-2,9}$

ти полностью обуславливается отрицательной величиной фрикционного вращательного момента. Можно назвать две причины этого. Во-первых, величина меридионального потока к северу через 30° с.ш. у других авторов (см., например, [9]) в два раза больше, чем предложенная в настоящей работе. Во-вторых, расчет фрикционного вращательного момента как функции среднего зонального напряжения трения сопряжен с большими ошибками. Решение любой из указанных выше проблем сводит баланс полного момента количества движения почти к нулю.

Отметим также, что и расчет вращательного момента вследствие меридионального градиента давления, так же как и остальных составляющих баланса углового момента, можно производить по-разному, учитывая различные дополнительные факторы (см., например, [19, 42, 43]). Тем не менее, производя расчеты на основе прямых наблюдений, добиться истинного баланса глобального углового момента очень трудно, что связано с известными проблемами расчета (а по сути, параметризации) составляющих этого баланса. Если на основе имеющихся данных наблюдений без изменения физической интерпретации и параметризации составляющих балан-

са будет получен истинный баланс глобального углового момента, то это, скорее всего, можно считать случайностью.

1.4 Общие выводы к главе 1

В целом атмосфера характеризуется отрицательным радиационным балансом и поэтому ее тепловой баланс остается постоянным лишь за счет притока тепла от подстилающей поверхности, для которой радиационный баланс положителен. Как правило, большая часть этого притока имеет форму скрытого, а меньшая – ощутимого тепла. Распределение этих притоков имеет хорошо выраженный годовой ход и характеризуется значительной зональностью. Значительная часть поступившего от земной поверхности в атмосферу тепла переносится в соседние широтные пояса, причем в тропиках поток энергии к полюсам определяет ячейка Хэдли, а в средних и высоких широтах этот поток в большой степени, особенно зимой, зависит от крупномасштабных атмосферных вихрей. В теплую половину года роль средней циркуляции в переносе тепла значительно меньше, чем в холодную, что может быть связано с хорошо выраженным изменением в распределении инсоляции: летом необходимость в меридиональном теплообмене гораздо меньше.

Также показано, что можно получить прямой переход от Ω -момента к относительному угловому моменту через Кориолисово превращение, которое и определяет наличие преимущественно западного переноса в умеренных широтах. При этом само Кориолисово превращение определяется остаточной агеострофической компонентой меридиональной составляющей скорости ветра. Для слоя атмосферы выше горных хребтов она почти в точности равняется самой меридиональной составляющей скорости ветра. Хотя приведенные результаты расчетов не показали истинного баланса глобального углового момента, однако физическая интерпретация отдельных составляющих баланса вполне ясна.

ГЛАВА 2

СХЕМЫ ГЛОБАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ЦИКЛА ЭНЕРГИИ В ИЗОБАРИЧЕСКОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Энергетика глобальной атмосферы исследуется уже на протяжении 50 лет, начиная, наверное, с работы Ван Мигема [44]. Взяв за основу зонально симметричную структуру глобальной атмосферы, Лоренц в 1955 г. [2] разделил кинетическую и доступную потенциальную энергии на среднезональные и вихревые компоненты*, а также сформулировал превращения одного вида энергии в другой, основываясь на Эйлеровой средней меридиональной циркуляции. Понятие Эйлеровой средней (ЭС) предполагает определение среднезональных величин на изобарических поверхностях и отклонений от них, называемых «вихревыми».

В последующем было признано, что использование ЭС приводит к определенным трудностям. Одна из них состоит в том, с помощью Эйлеровой средней меридиональной циркуляции трудно однозначно описать меридиональные переносы тепла, влаги и углового момента. Например, если меридиональный перенос определяется в двумерной модели с адвекцией и диффузией, то тензор диффузии должен иметь неправдоподобный антисимметричный член [45]. Другая проблема заключается в невозможности определить с помощью ЭС так называемую теорему «без ускорения»** для распространения устойчивой волны. Связаны эти трудности с тем, что Эйлерова средняя циркуляция подвержена так называемым дрейфам Стокса (см., например, работу Мацуно [46]), и для того, чтобы с ними справиться, Эндрюс и МакИнтайр [47] предложили метод трансформированной Эйлеровой средней (ТЭС), в котором к традиционной Эйлеровой средней циркуляции добавлена коррекция Стокса. Коррекция Стокса убрала непрерывные эллиптические движения из средней меридиональной циркуляции для геострофических волн с бесконечно малой амплитудой.

Плам [3] и Канзава [48], основываясь на понятии ТЭС, сформулировали атмосферный энергетический цикл. Ими было показано, что в энергетике на основе ТЭС не существует превращения P_Z в P_E , хотя это один из

* Здесь и далее K – кинетическая энергия, P – доступная потенциальная энергия, подстрочный индекс Z обозначает среднезональную энергию, а E – вихревую.

** В английской транскрипции – «non-acceleration theorem».

основных переходов в традиционном цикле Лоренца. Также, в ТЭС член вихревого потока тепла рассматривался как коррекция Стокса в средней меридиональной скорости ветра. Однако, далее было показано [5], что превращение средней энергии в вихревую, в контексте теоремы «без ускорения», происходит через дивергенцию потока Элиассена-Пальма.

Так как ТЭС определяет теорему «без ускорения» для условий квази-геострофики и малой амплитуды волны, то возможность применения энергетического цикла на основе ТЭС для реальной атмосферы ограничена. Также, у ТЭС есть серьезная проблема [4], связанная с нижними граничными условиями. Поэтому, Эндрюс [49] и Танг [50] в своих работах использовали условия негеострофичности и конечной амплитуды в изэнтропической системе координат.

Для описания среднего меридионального переноса массы, углового момента, тепла и влаги Ивасаки [51, 52] разработал диагностическую формулировку, описывающую взаимодействие волн и среднего потока и основанную на использовании изобаро-изэнтропической гибридной вертикальной координаты. Эта формулировка обобщает теорему «без ускорения» для условий конечной амплитуды и негеострофичности; на ее основе он также вывел атмосферный цикл энергии [5], который имеет существенно отличающиеся от других условия переходов одного вида энергии в другой. Кроме того, в этом цикле появился новый переход: среднезональной кинетической в вихревую доступную потенциальную энергию.

В этой главе сначала рассмотрим понятие «доступной потенциальной энергии». Затем, сформулируем и проанализируем упомянутые выше глобальные циклы энергии, а также попробуем дать ответ на вопрос: влияет ли изменение математической формулировки (корректной в любом случае) на физический смысл, который вкладывается в понятие «превращение одного вида энергии в другой».

2.1 Доступная потенциальная энергия

В работах, посвященных энергетике атмосферы, полная потенциальная энергия разделяется на доступную и недоступную части [1, 2]. В обратимых адиабатических процессах, приводящих к превращению полной потенциальной энергии (ППЭ) в кинетическую (КЭ), потенциальная темпе-

ратура (θ) каждой частицы воздуха сохраняется и, следовательно, сохраняется статистическое распределение потенциальной температуры. Среди гипотетических состояний атмосферы, обладающих таким же статистическим распределением θ , как и реальное состояние, имеется одно, которое обладает наименьшей ППЭ и принимается как эталонное. В этом состоянии изобарические и изэнтропические поверхности горизонтальны и θ нигде не уменьшается с высотой [1].

Согласно Лоренцу [2, 53], недоступной (НПЭ) считается ППЭ соответствующего эталонного состояния, а доступная (ДПЭ) определяется как превышение полной потенциальной энергии над недоступной. Поскольку обратимые адиабатические процессы не изменяют эталонного состояния, то они, следовательно, не влияют на величину НПЭ. Поэтому превращение полной потенциальной энергии в КЭ эквивалентно превращению доступной потенциальной энергии в КЭ.

По сути, доступная потенциальная энергия является мерой части полной потенциальной энергии, способной к превращению в кинетическую энергию. Отсюда и возник термин «доступная потенциальная энергия» [1]. Строго говоря, атмосфера не может точно перейти в эталонное состояние, так что ДПЭ является скорее верхним пределом количества энергии, доступного для превращения в КЭ.

Генерация ДПЭ за счет притока тепла, превращение ДПЭ в КЭ в случае обратимых адиабатических процессов и диссипация КЭ за счет трения могут рассматриваться [1] как три составляющие основного энергетического цикла общей циркуляции атмосферы.

Для того чтобы найти величину ДПЭ, необходимо определить эталонное состояние, которое легче всего описывается в изэнтропической системе координат. При этом не будем рассматривать случаи, когда вертикальный градиент температуры превышает сухоадиабатический, и не будем учитывать топографию.

В пределах вертикального столба воздуха с единичным поперечным сечением давление p , соответствующее данной потенциальной температуре θ , равно весу воздуха, потенциальная температура которого превышает θ . Это также справедливо и для значений θ , меньших θ_s , у поверхности Земли, при условии, что $p(\lambda, \varphi, \theta) = p_s(\lambda, \theta)$ при $\theta < \theta_s$. Это позволяет определить величину $p_{\dagger\dagger}(\theta)$, значение которой в любой точке атмосферы равно среднему значению p на изэнтропической поверхности, проходящей через

эту точку:

$$p_{\dagger\dagger}(\theta) = \frac{1}{S} \int_S p(\lambda, \varphi, \theta) dS, \quad (2.1)$$

где $dS = a^2 \cos\varphi d\lambda d\varphi$ – элемент площади, лежащей в горизонтальной плоскости; интеграл берется по области S , охватывающей всю Землю.

Если выразить в терминах $p(\lambda, \varphi, \theta)$ какую-либо величину, характеризующую данное состояние, эта же величина для эталонного состояния может быть получена при замене p на $p_{\dagger\dagger}$. ППЭ вертикального столба может быть определена как

$$\frac{1}{g} \int_0^{p_s} c_p T dp = \frac{c_p}{g(1+\kappa)p_{00}} \int_0^\infty p^{1+\kappa} d\theta. \quad (2.2)$$

где $p_{00} = 1000$ гПа;

$$\kappa = R/c_p;$$

R – газовая постоянная для сухого воздуха.

Теперь НПЭ может быть получена при замене p на $p_{\dagger\dagger}$ в выражении (2.2) и интегрировании по горизонтальной поверхности, а ДПЭ определяется как разность ППЭ и НПЭ. Отметим, что нельзя определить значение ДПЭ в отдельной точке, или даже для отдельного столба [1]. Точная формула для ДПЭ для атмосферы в целом выглядит следующим образом:

$$P = \frac{c_p}{g(1+\kappa)p_{00}} \iint_S \int_0^\infty (p^{1+\kappa} - p_{\dagger\dagger}^{1+\kappa}) d\theta dS. \quad (2.3)$$

Приведем также приближенное выражение для P , выведенное Лоренцем [2]:

$$P = \frac{c_p \overline{\overline{\gamma_a T^{\prime\prime 2}}}}{2(\overline{\overline{\gamma_a - \overline{\overline{\gamma}}}}) \overline{\overline{T}}}, \quad (2.4)$$

где γ_a – сухоадиабатический градиент;

γ – вертикальный градиент температуры.

Двойная черта в (2.4) обозначает осреднение по всей изобарической по-

верхности, величина с двумя штрихами – отклонение от такого среднего.

Из выражения (2.4) следует, что ДПЭ можно приближенно выразить через среднюю взвешенную дисперсию температуры по горизонтали, причем весовая функция обратно пропорциональна осредненной по горизонтали статической устойчивости. Ясно, что приближение (2.4) будет удовлетворительным только при больших значениях параметра статической устойчивости.

Эта аппроксимация согласуется с приближенным правилом, по которому КЭ генерируется, когда на одном и том же уровне холодный воздух опускается, а теплый – поднимается. Для того, чтобы такой процесс имел место, температура не должна быть постоянной на этом уровне. Если стратификация устойчива, температура на фиксированной высоте будет повышаться при опускании и понижаться при подъеме воздушных масс. Поэтому такой процесс будет уменьшать горизонтальные градиенты температуры. Более того, чем менее устойчива стратификация, тем дольше холодный воздух должен опускаться, а теплый подниматься для того, чтобы сгнелировать градиенты температуры. Таким образом, чем больше горизонтальные градиенты температуры и чем меньше устойчивость, тем больше ДПЭ и, следовательно, большие значения КЭ могут быть достигнуты [1].

Другими словами ДПЭ производится за счет притока тепла, если, во-первых, существует нагрев более теплых и охлаждение более холодных районов, лежащих на одной высоте, в результате чего возрастают горизонтальные градиенты температуры, и, во-вторых, существует нагрев воздушных масс, лежащих на более низких уровнях, и выхолаживание на более высоких уровнях, что приводит к уменьшению статической устойчивости.

Также следует отметить, что выражение, аналогичное (2.4) было получено Даттоном и Джонсоном [54, 55] для ограниченного района атмосферы. Уравнения бюджета ДПЭ в этом случае отличаются от полученных Лоренцем и могут использоваться только для ограниченных районов или отдельных вихрей синоптического масштаба. Связано это с тем, что в этих работах получено уравнение бюджета не «глобальной», как у Лоренца, а «локальной» доступной потенциальной энергии. Таким образом, результаты, полученные по такому уравнению бюджета ДПЭ, представляют научный интерес, прежде всего, для анализа условий развития синоптических образований (см., например, работы [56-58]).

Некоторые из приведенных в этой главе схем атмосферного цикла

энергии не являются «глобальными» по определению, т.е. их можно применять и для отдельных частей атмосферы. Однако все они используют понятие «среднезональной величины», хотя интерпретация этого понятия в отдельных схемах разная. Поэтому, расчет атмосферной энергетики по приведенным ниже балансовым уравнениям имеет смысл только для областей атмосферы, размеры которых в широтном направлении равняются длине широтного круга.

2.2 Уравнение баланса энергии

Для вывода уравнений баланса энергии воспользуемся основными уравнениями гидротермодинамики в изобарической сферической системе координат [59]. Заметим, что в этих уравнениях используются удельные величины.

Уравнения зонального и меридионального количества движения записываются в виде:

$$\frac{du}{dt} - \ell v = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + L_{\lambda}, \quad (2.5)$$

$$\frac{dv}{dt} + \ell u = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\phi \cos \varphi)}{\partial \varphi} + L_{\varphi}, \quad (2.6)$$

где $\mathbf{L} = (L_{\lambda}, L_{\varphi})$ – сила трения на единицу массы;

ϕ – геопотенциал.

Геопотенциал ϕ соотносится с температурой и давлением посредством уравнения гидростатики:

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p}, \quad (2.7)$$

Наконец, уравнение термодинамики выглядит следующим образом:

$$\frac{dT}{dt} - \frac{\kappa T}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (2.8)$$

или, записывая его для потенциальной температуры:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Q}{c_p} \left(\frac{p_{00}}{p} \right)^{\kappa}, \quad (2.9)$$

где Q – скорость неадиабатического нагрева;

τ – аналог вертикальной скорости в изобарической системе координат.

Для того чтобы получить уравнение баланса удельной кинетической энергии (K), нужно умножить уравнение (2.5) на u , (2.6) – на v и (2.7) – на τ , а затем сложить полученные произведения. Тогда

$$\frac{dK}{dt} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\phi) = \mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{L} - \frac{\tau RT}{p}, \quad (2.10)$$

где $K = \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$;

$\mathbf{v} = (u, v, \tau)$ – трехмерный вектор ветра;

$\mathbf{v}_2 = (u, v)$ – вектор ветра в горизонтальной плоскости;

$$\nabla \cdot = \mathbf{i} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \mathbf{j} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \cos \varphi + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial p}.$$

Умножив уравнение (2.8) на c_p , получим уравнение баланса удельной энтальпии (h), которая в изобарической системе координат является аналогом полной потенциальной энергии

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\tau RT}{p} + Q. \quad (2.11)$$

где $h = c_p T$.

Сложив (2.10) и (2.11), получим уравнение баланса энергии

$$\frac{d}{dt}(K + h) + \nabla \cdot (\mathbf{v}\phi) = Q + \mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{L}, \quad (2.12)$$

в котором $K + h$ – полная энергия, $\nabla \cdot (\mathbf{v}\phi)$ – «поток энергии», Q и $\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{L}$ – термический и механический источники энергии, соответственно.

Обмен энергией между вихрями и зональным потоком можно определить, разделив зонально осредненные кинетическую энергию и энталь-

пию на составляющие, связанные с вихревым и средним движением. Для кинетической энергии, как функции квадрата скорости ветра, это сделать просто. Осреднив K по широтному кругу и используя (1.5) получим для среднезональной (K_Z) и вихревой (K_E) кинетических энергий

$$K_Z = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2}), \quad (2.13)$$

$$K_E = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}). \quad (2.14)$$

Применив аналогичную процедуру для энтальпии, используя понятие ДПЭ (см. п. 2.1) и несколько видоизменив приближенное уравнение (2.4), получим следующие выражения для среднезональной (P_Z) и вихревой (P_E) доступных потенциальных энергий:

$$P_Z = \frac{b_2}{2}(\overline{\overline{T}} - \overline{\overline{T}})^2, \quad (2.15)$$

$$P_E = \frac{b_2}{2}\overline{T'^2}, \quad (2.16)$$

где

$$b_2 = \frac{R}{p} \left(\kappa \frac{\overline{\overline{T}}}{p} - \frac{\partial \overline{\overline{T}}}{\partial p} \right)^{-1}. \quad (2.17)$$

Двойная черта сверху, как и в уравнении (2.4), означает осреднение по всей изобарической поверхности, поэтому для нахождения величин P_Z и P_E необходимо рассчитывать средние глобальные. Однако, можно вывести уравнения, подобные (2.15) и (2.16) для «локальных» величин доступной потенциальной энергии [3], хотя их физическая интерпретация и будет несколько отличаться от классической, предложенной Лоренцем [1].

2.3 Цикл энергии на основе Эйлеровой средней

Для того чтобы вывести уравнения баланса среднезональных и вихревых энергий, сначала на основе уравнений (2.5)–(2.8) нужно получить

уравнения для средних и отклонений от них, а затем провести алгебраические операции, как это сделано при выводе уравнения (2.10). Запишем окончательный результат этих действий в таком виде:

$$\int_{\nu} \frac{\partial K_Z}{\partial t} d\nu = -C(K_Z \rightarrow K_E) + C(P_Z \rightarrow K_Z) + F_2(K_Z) + S(K_Z), \quad (2.18a)$$

$$\int_{\nu} \frac{\partial P_Z}{\partial t} d\nu = -C(P_Z \rightarrow P_E) - C(P_Z \rightarrow K_Z) + F_2(P_Z) + S(P_Z), \quad (2.18б)$$

$$\int_{\nu} \frac{\partial K_E}{\partial t} d\nu = C(K_Z \rightarrow K_E) + C(P_E \rightarrow K_E) + F_2(K_E) + S(K_E), \quad (2.18в)$$

$$\int_{\nu} \frac{\partial P_E}{\partial t} d\nu = C(P_Z \rightarrow P_E) - C(P_E \rightarrow K_E) + F_2(P_E) + S(P_E), \quad (2.18г)$$

где

$$C(K_Z \rightarrow K_E)_C = - \int_{\nu} \left[\frac{\overline{u'v'}}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\overline{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \overline{u'\tau'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial p} \right] d\nu, \quad (2.19a)$$

$$C(P_Z \rightarrow P_E)_C = - \int_{\nu} \frac{b_2 \overline{v'T'}}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\overline{T} \cos \varphi)}{\partial \varphi} d\nu, \quad (2.19б)$$

$$C(P_Z \rightarrow K_Z)_C = - \int_{\nu} \frac{R \overline{T\tau}}{p} d\nu, \quad (2.19в)$$

$$C(P_E \rightarrow K_E)_C = - \int_{\nu} \frac{R \overline{T'\tau'}}{p} d\nu, \quad (2.19г)$$

$$F_2(K_Z)_C = - \int_{\nu} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[(\overline{\phi v} + \overline{u u'v'}) \cos \varphi \right] + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi \tau} + \overline{u u'\tau'}) \right\} d\nu, \quad (2.20a)$$

$$F_2(P_Z)_C = - \int_{\nu} \frac{b_2}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{T T'v'} \cos \varphi) d\nu, \quad (2.20б)$$

$$F_2(K_E)_C = - \int_{\nu} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{\phi'v'} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi'\tau'}) \right] d\nu, \quad (2.20в)$$

$$F_2(P_E)_C = 0, \quad (2.20г)$$

$$S(K_Z)_C = \int_{\nu} (\overline{u L_{\varphi}} + \overline{v L_{\lambda}}) d\nu, \quad (2.21a)$$

$$S(P_Z)_C = \int_{\nu} \overline{T} \overline{Q} d\nu, \quad (2.21б)$$

$$S(K_E)_C = \int_{\nu} (\overline{u'L'_\varphi} + \overline{v'L'_\lambda}) d\nu, \quad (2.21б)$$

$$S(P_E)_C = \int_{\nu} \overline{T'Q'} d\nu, \quad (2.21г)$$

$$\int_{\nu} d\nu = \frac{1}{g} \int_0^{p_s} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi dp. \quad (2.22)$$

Размерностью величин в формулах (2.19) - (2.21) является Вт м⁻².

В уравнениях баланса энергий (2.18), члены, описываемые выражениями (2.19) представляют собой превращения одного вида энергии в другой, выражения (2.20) описывают дивергенции потоков, а (2.21) – источники или стоки соответствующих видов энергии.

Несмотря на то, что в научной литературе [1, 3, 4] приводятся некоторые вариации этой схемы, уравнения (2.18)–(2.21) в основных чертах представляют традиционную формулировку цикла энергии на основе ЭС, который представлен на рис. 2.1.

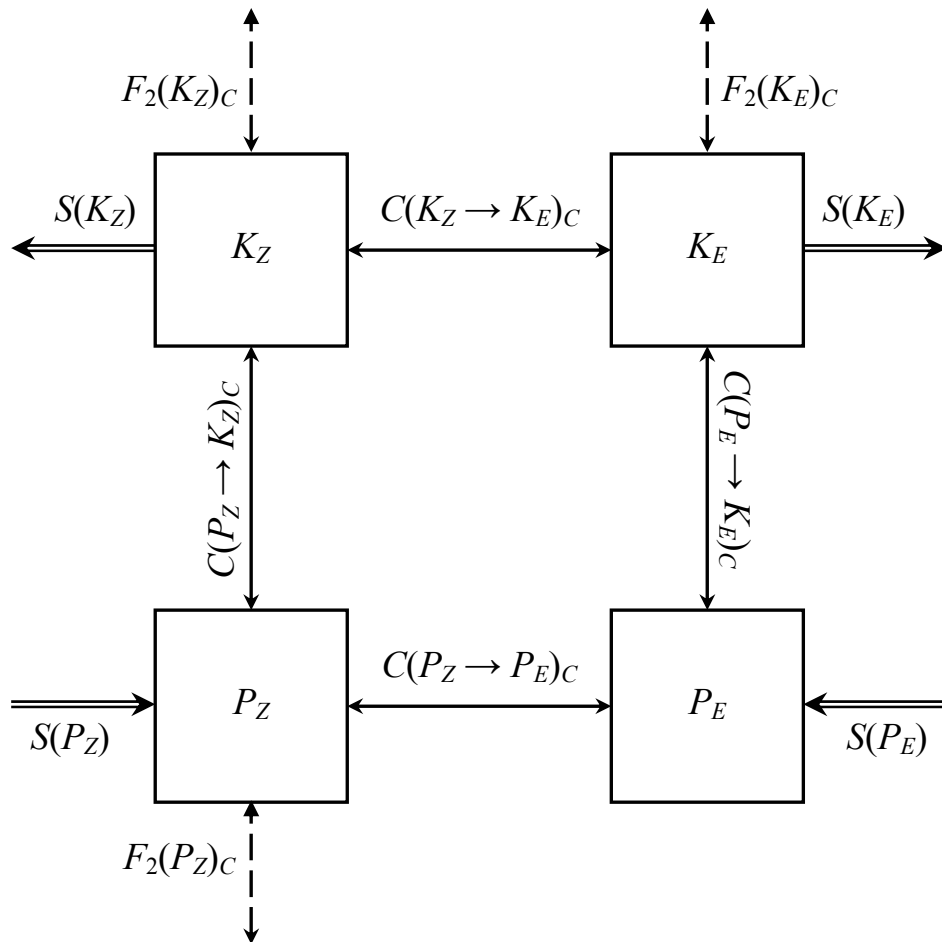


Рисунок 2.1 – Цикл энергии на основе Эйлеровой средней

Одной из модификаций этой схемы является добавление потока вихревой доступной потенциальной энергии [3]. Некоторые индивидуальные превращения и потоки представляют собой математическое разделение соответствующих членов (2.10) и (2.11) на вихревую и среднюю компоненты. Однако средние потоки содержат члены, представляющие вихревые потоки K_E и P_E . Для того чтобы избавиться от этого не совсем приятного факта, реорганизуем некоторые члены в уравнениях (2.19) и (2.20). Тогда

$$C(K_Z \rightarrow K_E)_C = \int_{\nu} \left[\frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\overline{v'u' \cos \varphi})}{\partial \varphi} + \bar{u} \frac{\partial \overline{u'\tau'}}{\partial p} \right] d\nu, \quad (2.19a')$$

$$F_2(K_Z)_C = - \int_{\nu} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{\phi \bar{v}} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi \bar{\tau}}) \right] d\nu, \quad (2.20a')$$

$$F_2(K_E)_C = - \int_{\nu} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\overline{v'(\phi' + \bar{u}u')} \cos \varphi \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left[\overline{\tau'(\phi' + \bar{u}u')} \right] \right\} d\nu. \quad (2.20b')$$

$$C(P_Z \rightarrow P_E)_C = \int_{\nu} \left[\frac{b_2 \bar{T}}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\overline{v'T' \cos \varphi})}{\partial \varphi} \right] d\nu, \quad (2.19b')$$

$$F_2(P_Z)_C = 0. \quad (2.20b'')$$

$$F_2(P_E)_C = - \int_{\nu} \frac{b_2}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{T \bar{T}' v'} \cos \varphi) d\nu, \quad (2.20c')$$

Уравнение (2.20b') имеет преимущество над традиционной формой (2.20b) для внутренних гравитационных волн [60], однако оба уравнения имеют проблемы в интерпретации при наличии сдвигов ветра в вертикальном и широтном направлениях.

Наличие двух вариантов уравнений бюджета говорит о том, что индивидуальные члены (2.18)–(2.20) не уникальны и существует достаточное количество возможных вариантов, из которых только два представлены выше.

Отметим некоторые парадоксы, которые появляются, если физический смысл приписывать отдельно взятым индивидуальным членам (2.18)–(2.20). Рассмотрим пример квазигеострофической волны Россби в стратифицированном потоке с зональным сдвигом на β -плоскости при условии, что она вынуждена топографией и распространяется вверх. Если волна

стационарна и консервативна ($\mathbf{L}' = 0, \mathbf{Q}' = 0$), то $\partial K_E / \partial t = \partial P_E / \partial t = 0$ и по теореме без ускорения [47] $\partial \bar{u} / \partial t = \partial \bar{T} / \partial t = 0$ везде, где $\partial K_Z / \partial t = \partial P_Z / \partial t = 0$. Рассмотрим простой случай распространения волны исключительно по вертикали, так что $\overline{u'v'} = \overline{v'\phi'} = 0$.

Если поток всюду западный, то $\overline{\tau'\phi'} < 0$ и, следовательно, существует направленный вверх вихревой поток кинетической энергии. В этом и заключается парадокс, так как стационарная топография не производит работу. Ответом является то, что существует компенсационный средний поток кинетической энергии и этот факт иногда не учитывается, когда стационарные волны рассматриваются как переносящие энергию в стратосферу. Для стационарных консервативных волн средняя вертикальная скорость $\bar{\tau}$ не равняется нулю, поэтому полный направленный вверх поток кинетической энергии равен $\overline{\tau'\phi'} + \bar{\tau}\bar{\phi}$. При интегрировании же по широте полный направленный вверх поток K стремится к нулю [3]. Следовательно, нельзя игнорировать потоки, связанные с вынужденной вихрями средней меридиональной циркуляцией, при анализе полного потока.

Рассмотрим теперь, как происходят превращения одного вида энергии в другой. Для распространяющихся вверх волн вихревой поток тепла $\overline{v'T'}$ направлен к северу. Если предположить западный сдвиг, то \bar{T} увеличивается к северу и $C(P_Z \rightarrow P_E)_C > 0$. Далее, так как для установившихся движений в адиабатическом приближении $\overline{v'\theta'} \partial \bar{\theta} / \partial y = \overline{\tau'\theta'} \partial \bar{\theta} / \partial p = 0$ [61] и $\overline{\tau'T'} > 0$, то $C(P_E \rightarrow K_E)_C > 0$. Также, $\bar{\tau}\bar{T} < 0$ и поэтому $C(K_Z \rightarrow P_Z)_C > 0$. Наоборот, для восточного сдвига знаки всех членов противоположные. Следовательно, схема на основе ЭС подразумевает «бароклинное» превращение ($K_Z \rightarrow P_Z \rightarrow P_E \rightarrow K_E$) для западного сдвига и обратное – для восточного сдвига. Однако предполагаемые условия обеспечивают равенство нулю всех тенденций видов энергии, т.е. члены в правой части каждого уравнения (2.18) в сумме должны равняться нулю.

Следовательно, при интерпретации такого типа процессов необходимо быть очень осторожным. Может быть несостоятельным, например, учет ненулевой величины $C(P_Z \rightarrow P_E)_C$ как показателя тенденции увеличения P_Z за счет P_E . Это превращение имеет смысл только в контексте всей схемы анализа.

Отметим также, что Хантел и Хеймбергер [62] предложили рассматривать полное превращение ДПЭ в КЭ в виде суммы влияния процессов

сеточного ($\overline{\overline{\tau T}} R/p$) и подсеточного масштабов ($\overline{\overline{\tau' T'}} R/p$), так как последний член аналогичен генерации кинетической энергии турбулентности за счет силы плавучести. Эту генерацию можно выразить через турбулентные потоки тепла и влаги [63]. В работе [64] показано, что величины превращения за счет указанных выше процессов практически одинаковы.

2.4 Цикл энергии на основе трансформированной Эйлеровой средней

Как показано выше, цикл энергии с ЭС основывается на разделении потоковых членов в виде

$$\overline{\tau T} = \overline{\tau} \overline{T} + \overline{\tau' T'},$$

при этом $\overline{\tau T}$ рассматривается как поток, связанный со средним движением, а $\overline{\tau' T'}$ – как компонент, возникающий в присутствии вихрей. Как отметил МакИнтайр [65], хотя такой подход и является математически правильным, но использовать его для прямой физической интерпретации было бы ошибочным. Связано это с тем, что Эйлерова средняя $\overline{\tau}$ содержит вклад, который физически не отделим от вихревого движения, и, следовательно, часть «среднего» потока $\overline{\tau T}$ физически связана с вихрями.

Чтобы избавиться от указанной ошибки можно использовать Лагранжеву формулировку. Например, в теории обобщенной Лагранжевой средней [66] соотношение между Эйлеровой и Лагранжевой ($\overline{\tau}^L$) средними следующее:

$$\overline{\tau} = \overline{\tau}^L - \overline{\tau}^S,$$

где $\overline{\tau}^S$ – коррекция Стокса, которая равняется нулю, если вихри отсутствуют. При условиях «без ускорения» $\overline{\tau}^L = 0$ и, следовательно $\overline{\tau} = -\overline{\tau}^S$. Таким образом, может существовать ненулевая Эйлерова средняя меридиональная циркуляция, возникающая в отсутствии вихрей, даже когда вихри не вынуждают долговременные изменения в среднем состоянии.

В своей работе Плам [3] предложил использовать понятие остаточной меридиональной циркуляции, основанное на трансформированных Эйлеровых средних

$$\bar{v}^* = \bar{v} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} b_2 \overline{T'v'} \right), \quad (2.21)$$

$$\bar{\tau}^* = \bar{\tau} - \frac{pb_2}{Ra \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\overline{T'v'} \cos \varphi \right). \quad (2.22)$$

Члены, содержащие вихревые потоки при условии «без ускорения» соответствуют коррекции Стокса и, следовательно, остаточная циркуляция тесно связана с Лагранжевой циркуляцией.

На основе составляющих остаточной меридиональной циркуляции введем понятие эффективного потока количества движения \mathbf{B} (или «вихревого радиационного напряжения»), которое противоположно по знаку потоку Элиассена-Пальма [47]. Также \mathbf{B} является аналогом потока псевдоколичества движения в теории обобщенной Лагранжевой средней [66] и бездивергентен при условиях «без ускорения» [47]. Выражения для составляющих потока \mathbf{B} выглядят так:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} B_\varphi \\ B_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{u'v'} + \frac{pb_2 \overline{v'T'}}{R} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \\ \overline{u'\tau'} + \frac{pb_2 \overline{v'T'}}{R} \left(\ell - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

Процедура вывода балансовых уравнений аналогична той, что использовалась при получении системы (2.18), которая, к тому же, остается без изменений, а меняется лишь формулировка (2.19)-(2.20). С учетом (2.21)-(2.23) запишем формулы, описывающие превращения одного вида энергии в другой и потоки энергий, в следующем виде [3]:

$$C(K_Z \rightarrow K_E)_T = \int_{\nu} \bar{u} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (B_\varphi \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial B_p}{\partial p} \right] d\nu, \quad (2.24a)$$

$$C(P_Z \rightarrow P_E)_T = 0, \quad (2.24б)$$

$$C(P_Z \rightarrow K_Z)_T = - \int_{\nu} \frac{R}{p} \bar{T} \bar{\tau}^* d\nu, \quad (2.24в)$$

$$C(P_E \rightarrow K_E)_T = - \int_{\nu} \frac{R}{p} \overline{T' \tau'} d\nu, \quad (2.24\Gamma)$$

$$F_2(K_Z)_T = - \int_{\nu} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{\phi \bar{v}^*} \cos \varphi) + \frac{\partial \overline{\phi \bar{\tau}^*}}{\partial p} \right] d\nu, \quad (2.25a)$$

$$F_2(P_Z)_T = \int_{\nu} \frac{1}{\kappa} \frac{\partial}{\partial p} \left\{ b_2 p \left[\frac{\overline{v' T'}}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{T} \cos \varphi}{\partial \varphi} + \overline{\tau' T'} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \frac{\kappa \bar{T}}{p} \right) \right] \right\} d\nu, \quad (2.25b)$$

$$F_2(K_E)_T = - \int_{\nu} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[(\overline{\phi' v'} + \bar{u} B_{\varphi}) \cos \varphi \right] + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi' \tau'} + \bar{u} B_p) \right\} d\nu, \quad (2.25b)$$

$$F_2(P_E)_T = 0, \quad (2.25\Gamma)$$

Таким образом, цикл энергии в атмосфере на основе ТЭС описывается набором уравнений (2.24), (2.25), (2.21) и показан на рис. 2.2.

Если сопоставить системы (2.19)-(2.20) и (2.24)-(2.25), то можно

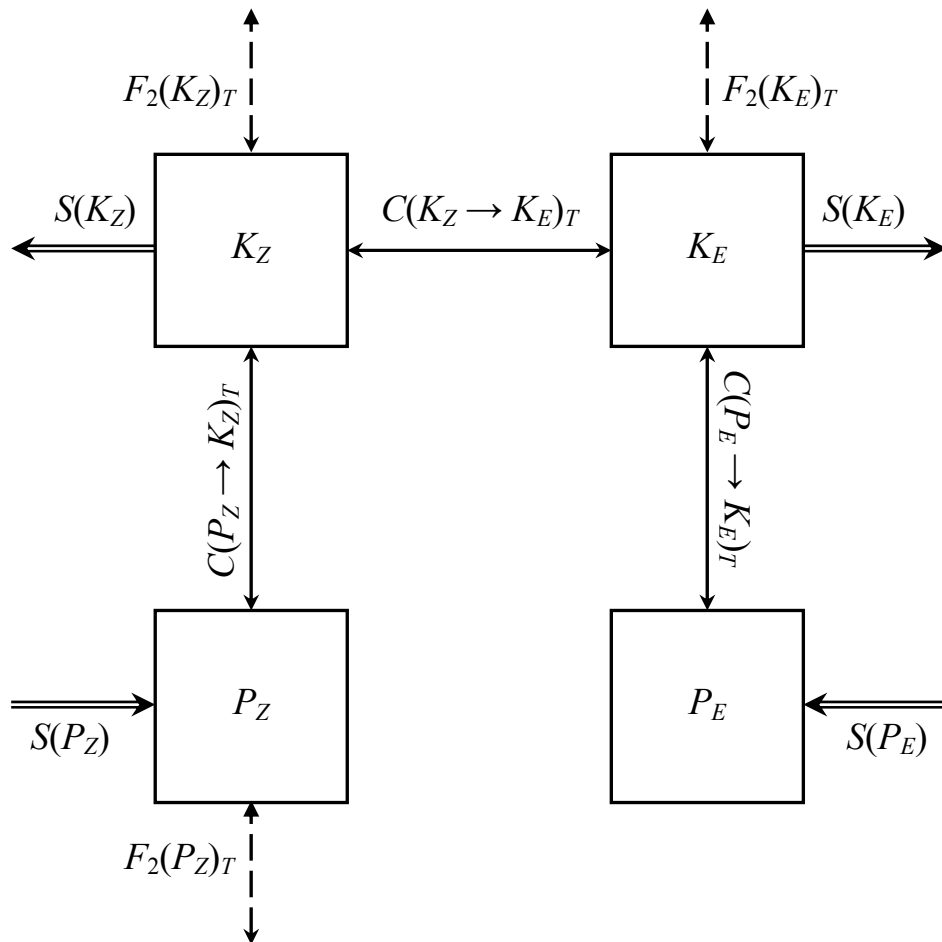


Рисунок 2.2 – Цикл энергии на основе трансформированной Эйлеровой средней

увидеть, что определения отдельных членов существенно различаются. Наиболее важным является то, что цикл энергии на основе ТЭС не имеет превращения вихревой доступной потенциальной энергии в среднезональную; единственным превращением энергии среднего потока в вихревую энергию остается член $C(K_Z \rightarrow K_E)_T$, который определяется как производительность работы вихрей на среднем состоянии атмосферы.

Также по-другому выглядит и вихревой поток кинетической энергии, который является обобщением выражения (2.20в'), если $v' = 0$ или если $f = 0$ и $\bar{u} = \text{const}$. Для стационарной консервативной плоской волны можно легко показать [47], что этот поток становится равным $c\mathbf{B}$, т.е. для этого случая он представляет собой производительность работы волнообразной материальной поверхности, двигающейся с зональной фазовой скоростью c . Для рассмотренного в предыдущем параграфе примера топографически вынужденных волн $c = 0$ и, следовательно, поток вихревой КЭ заведомо равен нулю. Таким образом, парадокс ненулевого вихревого потока энергии, который возник в формулировке на основе ЭС, здесь уже не наблюдается.

Различия в формулировках (2.19)–(2.20) и (2.24)–(2.25) становятся более очевидными при ограничении «без ускорения». При этом все члены превращения и дивергенции потоков в (2.24)–(2.25), включающие в себя вихревые величины, стремятся к нулю [3]. Далее, так как не существует вынужденного вихрями усиления остаточной циркуляции, то не существует и вынужденных вихрями вкладов в любой из членов (2.24)–(2.25), т.е. цикл энергии становится независимым от вихревых величин. Тогда, для рассмотренного выше примера топографически вынужденной планетарной волны, каждый из членов превращения и потоков стремится к нулю в отдельности.

Таким образом, по сравнению с традиционной формулировкой, использующей Эйлеровы средние, цикл энергии на основе ТЭС имеет ряд преимуществ. Однако и он не лишен недостатков. В присутствии среднего нагрева и среднего трения, вихри не только обуславливают среднюю меридиональную циркуляцию и изменяют зональный поток и среднюю температуру, но также изменяют и средние нагрев и трение, которые, в свою очередь, влияют на среднюю циркуляцию [67]. К тому же вихри изменяют средний нагрев за счет конденсационных процессов вследствие вихревого потока влаги и дивергенции потока Элиассена-Пальма [68].

Другими словами, цикл энергии на основе ТЭС нельзя применять

вблизи подстилающей поверхности, где влияние трения сказывается наибольшим образом, а также при реализации существенных неадиабатических процессов в атмосфере.

Учесть скрытое тепло конденсации в представленной в этом параграфе схеме достаточно просто. В работе [68] доказаны теоремы Элиасена-Пальма и «без ускорения» для остаточной меридиональной циркуляции, составляющие которой и поток \mathbf{V} выглядят следующим образом:

$$\bar{v}^* = \bar{v} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} b_2 \overline{v'(T' + q'L/c_p)} \right), \quad (2.26)$$

$$\bar{\tau}^* = \bar{\tau} - \frac{pb_2}{Ra \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\overline{v'(T' + q'L/c_p)} \cos \varphi \right), \quad (2.27)$$

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} B_\varphi \\ B_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{u'v'} + \frac{pb_2 \overline{v'(T' + q'L/c_p)}}{R} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \\ \overline{u'\tau'} + \frac{pb_2 \overline{v'(T' + q'L/c_p)}}{R} \left(\ell - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) \end{bmatrix}. \quad (2.28)$$

При этом, как видно, сама схема цикла энергии на основе ТЭС не изменяется, а меняется физический смысл некоторых из ее составляющих.

Больших изменений претерпевает цикл энергии, если средний нагрев учесть в виде, описываемом в следующем параграфе.

2.5 Модифицированный цикл энергии

Принимая во внимание неопределенность между вихревым потоком и средней меридиональной циркуляцией, Хаяши [4] изменил* уравнения количества движения и энергии посредством объединения конвергенции вихревого потока и средней меридиональной циркуляции. Этот объединенный член интерпретируется как конвергенция эффективного потока во

* Термины «transformed» у Плама и «modified» у Хаяши относительно уравнений количества движения и процедуры осреднения можно перевести на русский язык как «измененный». Для того, чтобы различать эти два «изменения», здесь, по возможности, используются термины «трансформированный» и «модифицированный».

внетропической зоне, где средняя меридиональная циркуляция, по существу, рассматривается как вынужденная вихрями.

Для того, чтобы отделить среднюю меридиональную циркуляцию, вынужденную вихрями в присутствии среднего нагрева, в качестве эталонного состояния можно взять гипотетическое устойчивое среднее состояние в отсутствии вихрей. Тогда составляющие вынужденной вихрями средней циркуляции $(\tilde{v}, \tilde{\tau})$ определяются, как

$$(\tilde{v}, \tilde{\tau}) = (\bar{v}, \bar{\tau}) - (\bar{v}^{**}, \bar{\tau}^{**}), \quad (2.29)$$

где $(\bar{v}^{**}, \bar{\tau}^{**})$ – составляющие гипотетической «диабатической средней циркуляции», вынужденной средним нагревом в присутствии среднего трения.

Модифицированные уравнения Эйлеровых средних допускают, что средняя меридиональная циркуляция вне тропиков полностью вынуждается вихрями. Это, в частности, означает, что средняя меридиональная циркуляция устойчивого состояния полностью вынуждена конвергенцией вихревого потока количества движения. Такое предположение согласуется с традиционной оценкой осредненной по времени меридиональной циркуляции по наблюдаемой конвергенции вихревого потока количества движения [1].

Хаяши [4], на основе модифицированных уравнений Эйлеровых средних предложил следующие формулировки для членов перехода одного вида энергии в другой и потоков соответствующих видов энергий:

$$C(K_Z \rightarrow K_E)_M = - \int_{\nu} \left[\frac{\overline{u'v'}}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \overline{u'\tau'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \frac{R}{p} \overline{T\tau} \right] d\nu + \int_{\nu} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[(\bar{\phi} \bar{v} + \bar{u} \overline{u'v'}) \cos \varphi \right] + \frac{\partial}{\partial p} (\bar{\phi} \bar{\tau} + \bar{u} \overline{u'\tau'}) \right\} d\nu, \quad (2.30a)$$

$$C(P_Z \rightarrow P_E)_M = - \int_{\nu} \left[\frac{b_2 \overline{v'T'}}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\bar{T} \cos \varphi)}{\partial \varphi} - \frac{R}{p} \overline{T\tau} \right] d\nu + \int_{\nu} \frac{b_2}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{T} \overline{T'v'} \cos \varphi) d\nu, \quad (2.30б)$$

$$C(P_Z \rightarrow K_Z)_M = 0, \quad (2.30в)$$

$$C(P_E \rightarrow K_E)_M = - \int_{\nu} \frac{R}{p} (\overline{T\tau} + \overline{T'\tau'}) d\nu, \quad (2.30\Gamma)$$

$$F_2(K_Z)_M = 0, \quad (2.31a)$$

$$F_2(P_Z)_M = 0, \quad (2.31б)$$

$$F_2(K_E)_M = - \int_{\nu} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{\phi'v'} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi'\tau'}) \right] d\nu - \int_{\nu} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} [(\overline{\phi\bar{v}} + \overline{u'u'v'}) \cos \varphi] + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi\bar{\tau}} + \overline{u'u'\tau'}) \right\} d\nu, \quad (2.31в)$$

$$F_2(P_E)_M = - \int_{\nu} \frac{b_2}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{T\bar{T}'v'} \cos \varphi) d\nu, \quad (2.31\Gamma)$$

С математической точки зрения, уравнения (2.30) – (2.31) являются комбинацией уравнений (2.19) – (2.20). Однако, при рассмотренных выше условиях, уравнения (2.30а) и (2.30б), применив некоторые математические действия, можно записать в виде:

$$C(K_Z \rightarrow K_E)_M = - \int_{\nu} \overline{u} \left(\ell \bar{v} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial \varphi} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial p} \right) d\nu, \quad (2.30a')$$

$$C(P_Z \rightarrow P_E)_M = - \int_{\nu} \overline{T} \left(- \frac{b_2}{a \cos \varphi} \frac{\partial \overline{T'v'}}{\partial \varphi} - \frac{R}{p} \bar{\tau} \right) d\nu. \quad (2.30б')$$

Выражения в скобках в правой части Хаяши назвал конвергенцией эффективного потока количества движения и конвергенцией эффективного потока тепла, соответственно, которые, как и для случая трансформированной Эйлеровой средней, можно сопоставить (см. работу Хаяши [4]) с потоком Элиассена-Пальма.

Модифицированный цикл энергии проще и содержит меньше ошибок, чем циклы на основе ЭС и ТЭС в описании взаимодействия потока среднего движения и возмущений на нем для описания бароклиных и планетарных волн.

Таким образом, модифицированный цикл энергии описывается системой уравнений (2.30), (2.31), (2.21) и показан на рис. 2.3.

Представленные в этом и предыдущих двух параграфах формулировки циклов энергии в атмосфере свидетельствуют, что главным ис-

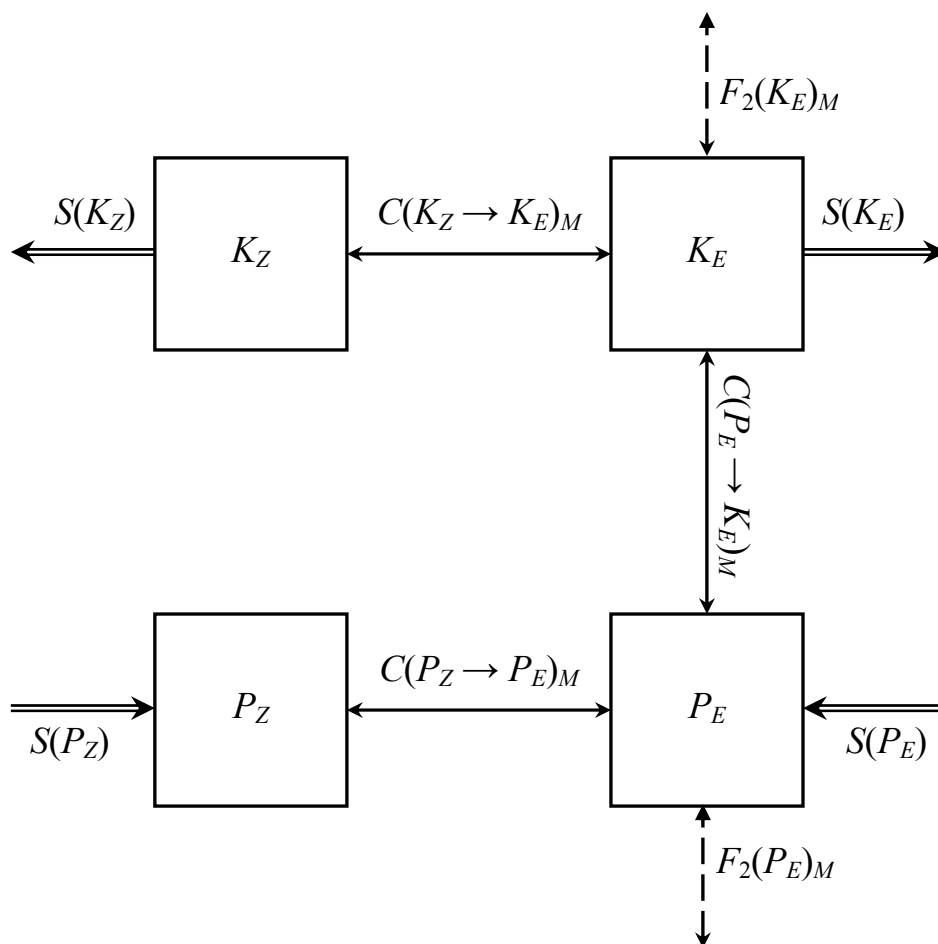


Рисунок 2.3 – Модифицированный цикл энергии

точником тропосферных планетарных волн может быть термическая генерация средней потенциальной энергии, тогда как стратосферные планетарные волны поддерживаются, главным образом, за счет полного вертикального потока энергии из тропосферы.

Однако, уравнения в модифицированном цикле энергии не всегда правильно описывают процесс генерации среднезональной кинетической энергии посредством взаимодействия потока среднего движения и волн, так как баланс среднего количества движения чувствителен к диабатической средней циркуляции, а ею можно пренебречь в балансе среднего тепла во внетропической зоне.

ГЛАВА 3

ГЛОБАЛЬНЫЙ ЦИКЛ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ В ИЗОБАРО-ИЗЭНТРОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Представленные в предыдущей главе три схемы энергетического цикла свидетельствуют о том, что определение меридиональной циркуляции в значительной мере влияет на формулировку самого цикла. Разработав систему уравнений, описывающую взаимодействие волн и среднего потока и основанную на использовании изобаро-изэнтропической вертикальной координаты (здесь и далее будем обозначать ее через p_{\dagger}), Ивасаки [51] сравнил полученные меридиональные циркуляции для обычной ЭС, ТЭС и p_{\dagger} -анализа. Оказалось, что последний отображает только одну прямую ячейку с изгибом около субтропического струйного течения, при этом в стратосфере циркуляция хорошо согласуется с наблюдаемым распространением трассеров. Другим преимуществом p_{\dagger} -анализа является решение проблемы нижней границы, которая существовала в анализе на основе ТЭС.

3.1 Определение области интегрирования и вертикальных координат

Используем декартовы координаты по горизонтали, которые имеют циклические боковые границы с длиной Lx в зональном направлении и условия твердой стенки $v = 0$ на $y = 0$ и Lu в меридиональном направлении. Такие боковые граничные условия дают возможность перевести взаимодействие волн и основного потока к условиям глобальной атмосферы в сферических координатах.

Подобно [51], зональные средние величины определяются как функции (y, θ, t)

$$\bar{A} = \frac{1}{Lx} \int A(x, y, \theta, t) dx, \quad (3.1)$$

где $A(x, y, \theta, t) = A(x, y, \theta_s, t)$ для $\theta < \theta_s$ (θ_s – потенциальная температура у поверхности Земли).

Изэнтропическое среднезональное давление, определяемое посредством

$$p_{\dagger} \equiv \bar{p}, \quad (3.2)$$

в последующих формулировках используется как независимая переменная для вертикальных координат. Вертикальная скорость может быть выражена, как

$$\omega_{\dagger} \equiv \frac{dp_{\dagger}}{dt}. \quad (3.3)$$

В зональном направлении линии постоянного p_{\dagger} становятся эквивалентны изэнтропическим линиям для $\theta(y, p_{\dagger}, t) > \theta_s(x, y, t)$ или вырождаются в горизонтальные линии для $\theta(y, p_{\dagger}, t) < \theta_s(x, y, t)$. Глобальные средние величины на изэнтропических поверхностях определяются как функции (θ, t)

$$\bar{A} \equiv \frac{1}{L_x L_y} \iint A(x, y, \theta, t) dx dy. \quad (3.4)$$

При определении эталонного состояния атмосферы, в качестве вертикальной координаты используется глобальное среднее давление, определяемое посредством

$$p_{\dagger\dagger} \equiv \bar{\bar{p}}. \quad (3.5)$$

Если рассмотреть изэнтропические поверхности в традиционных $\log p$, $\log p_{\dagger}$ и $\log p_{\dagger\dagger}$ координатах, то будет видно, что в p_{\dagger} координатах любая логарифмическая линия на изэнтропической поверхности является горизонтальной, тогда как в $p_{\dagger\dagger}$ координатах горизонтальной является сама изэнтропическая поверхность.

Для всех консервативных бюджетов их зональные средние величины определяются с массовым весом $\partial p / \partial p_{\dagger}$

$$\bar{A}^* = \overline{A \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger}}}. \quad (3.6)$$

Для долгот, на которых $\theta < \theta_s$, массовый вес равняется нулю. Это ведет к приемлемому представлению нижнего граничного условия. Вихри определяются как отклонения от массо-взвешенных среднезональных величин

$$A' \equiv A - \overline{A}^* . \quad (3.7)$$

Массо-взвешенная среднезональная величина вихря удовлетворяет условию

$$\overline{A'^*} = 0 . \quad (3.8)$$

Среднезональные величины от произведения раскладываются, как

$$\overline{(AB)^*} = \overline{A^*} \overline{B^*} + \overline{(A'B')^*} . \quad (3.9)$$

Пусть угловые скобки означают интегрирование по вертикали и меридиану на единицу расстояния по длине широтного круга

$$\langle A_Z \rangle \equiv \frac{1}{gL_y} \int_0^{p_{\dagger s}} \int A_Z dp_{\dagger} dy , \quad (3.10)$$

где A_Z – произвольная величина, зависящая от y и p_{\dagger} , но независимая по x .

Тогда интеграл массо-взвешенной среднезональной величины $\langle \overline{A^*} \rangle$ становится глобальным интегралом на единицу площади

$$\begin{aligned} \langle \overline{A^*} \rangle &= \frac{1}{gL_y L_x} \iint \int_0^{p_s} A dp dx dy , \\ &= \frac{1}{g} \int_0^{p_{\dagger s}} \int \overline{\overline{A \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger\dagger}}}} dp_{\dagger\dagger} . \end{aligned} \quad (3.11)$$

Отметим, что если A зависит от x , $\langle \overline{A} \rangle$ не равняется глобальному интегралу (3.11). Таким образом, массовый вес является необходимым для выраже-

ния консервативной природы бюджета.

Тенденция глобального интеграла задается посредством

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \overline{A^*} \rangle = \frac{1}{gLxLy} \frac{\partial}{\partial t} \iint \int_0^{p_s} Adpdx dy = \left\langle \left(\frac{dA}{dt} \right)^* \right\rangle. \quad (3.12)$$

Если A является функцией только от y и p_{\dagger} , уравнение (3.12) сводится к виду:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle A_Z \rangle = \left\langle \left(\frac{dA_Z}{dt} \right)^* \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\partial A_Z}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} + \overline{v^*} \left(\frac{\partial A_Z}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} + \overline{\omega_{\dagger}^*} \frac{\partial A_Z}{\partial p_{\dagger}} \right\rangle. \quad (3.13)$$

Подставляя $\overline{A^*}$ в A_Z в (3.13), получается такое альтернативное выражение для (3.12)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \overline{A^*} \rangle &= \left\langle \left(\frac{\partial \overline{A^*}}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} + \overline{v^*} \left(\frac{\partial \overline{A^*}}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} + \overline{\omega_{\dagger}^*} \frac{\partial \overline{A^*}}{\partial p_{\dagger}} \right\rangle, \\ &= \left\langle \left(\frac{\partial \overline{A^*}}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} \right\rangle + \frac{1}{g} \int A_S \frac{\partial p_{\dagger s}}{\partial t} dy, \\ &\approx \left\langle \left(\frac{\partial \overline{A^*}}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Эти выражения для тенденций в последующем облегчают вывод формул для превращений энергии.

3.2 Среднезональные примитивные уравнения для p_{\dagger} координаты

Кратко сформулируем основные уравнения; более детально вывод уравнений представлен в [5, 51, 52]. Уравнение неразрывности для p_{\dagger} ко-

ординаты записывается следующим образом:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger}}\right)_{p_{\dagger}} = -\left(\frac{\partial}{\partial x} u \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger}}\right)_{p_{\dagger}} - \left(\frac{\partial}{\partial y} v \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger}}\right)_{p_{\dagger}} - \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left(\omega_{\dagger} \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger}}\right)_{p_{\dagger}}. \quad (3.15)$$

Взяв среднезональные величины (3.15) на p_{\dagger} поверхностях, мы получим диагностическую форму среднемеридионального уравнения неразрывности

$$\left(\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y}\right)_{p_{\dagger}} + \frac{\partial \bar{\omega}_{\dagger}^*}{\partial p_{\dagger}} = 0. \quad (3.16)$$

Диагностическая форма среднезонального уравнения неразрывности является основой для бездивергентной массовой функции тока. Интегрирование (3.16) по отношению к p_{\dagger} дает нижнее граничное условие среднезональной вертикальной скорости для p_{\dagger} координаты

$$\bar{\omega}_{\dagger s}^* = -\int_0^{p_{\dagger s}} \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} dp_{\dagger} = -\frac{\partial}{\partial y} \int_0^{p_{\dagger s}} \bar{v}^* dp_{\dagger} + \bar{v}_s^* \frac{\partial p_{\dagger s}}{\partial y} = \frac{\partial p_{\dagger s}}{\partial t} + \bar{v}_s^* \frac{\partial p_{\dagger s}}{\partial y}. \quad (3.17)$$

Это выражение описывает сохранение глобальной воздушной массы.

Уравнение первого закона термодинамики записывается для p_{\dagger} координаты, как

$$\dot{\theta} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_{p_{\dagger}} + u \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_{p_{\dagger}} + v \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_{p_{\dagger}} + \omega_{\dagger} \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} = \frac{Q}{\Pi(p)}, \quad (3.18)$$

где функция Экснера определяется посредством

$$\Pi(p) \equiv c_p \left(\frac{p}{p_{00}}\right)^k = c_p \frac{T}{\theta}. \quad (3.19)$$

В любой точке $(\partial \theta / \partial x)_{p_{\dagger}}$ или массовый вес должны быть равны нулю. Следовательно, массо-взвешенная среднезональная уравнения термодинамики

(3.18) будет выражаться, как

$$\overline{\dot{\theta}^*} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} + \overline{v^*} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} + \overline{\omega_{\dagger}^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} = \overline{\left[\frac{Q}{\Pi(p)} \right]^*}. \quad (3.20)$$

Термодинамическое уравнение в отсутствие вихревых членов делает среднюю меридиональную циркуляцию эквивалентной диабатической циркуляции (см., например, [69]). Уравнение зонального количества движения примитивной системы может быть записано посредством использования p_{\dagger} координаты следующим образом

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} = -u \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}} - v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} - \omega_{\dagger} \frac{\partial u}{\partial p_{\dagger}} + \ell v - \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_p + L_{\lambda}, \quad (3.21)$$

где сила барического градиента пока остается в изобарических координатах. Массо-взвешенная среднезональная величина силы барического градиента превращается в

$$\overline{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_p^*} = \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} p \overline{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}}}, \quad (3.22)$$

где $\overline{p(\partial \phi / \partial x)_{p_{\dagger}}}$ – главный член вертикальной компоненты потока Элиассена-Пальма для p_{\dagger} координаты. Необходимо отметить, что это – напряжение волны конечной амплитуды, выраженное посредством сопротивления формы над p_{\dagger} поверхностями.

Используя (3.15), (3.16) и (3.22) массо-взвешенная средняя величина уравнения зонального количества движения (3.21) может быть записана, как

$$\left(\frac{\partial \overline{u^*}}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} = -\overline{v^*} \left(\frac{\partial \overline{u^*}}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} - \overline{\omega_{\dagger}^*} \frac{\partial \overline{u^*}}{\partial p_{\dagger}} + \overline{\ell v^*} + \nabla \cdot \mathbf{F} + \overline{L_{\lambda}^*}. \quad (3.23)$$

где дивергенция потока Элиассена-Пальма и его вертикальная составляющая записываются, как

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \left(\frac{\partial F_y}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} + \frac{\partial F_{p_{\dagger}}}{\partial p_{\dagger}}, \quad (3.24)$$

$$\mathbf{F} = (F_x, F_y) = \left[-\overline{(u'v')^*}, -\overline{(u'\omega'_{\dagger})^*} - p \overline{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}}} \right]. \quad (3.25)$$

Посредством изэнтропического представления дивергенция потока Элиассена-Пальма может быть разделена на diabaticкий и adiabaticкий компоненты. Отклонение (3.18) от (3.20) записывается посредством

$$\omega'_{\dagger} = \left[-v' \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} + \dot{\theta}' \right] \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} = v' \left(\frac{\partial p_{\dagger}}{\partial y} \right)_{\theta} + \dot{\theta}' \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta}, \quad (3.26)$$

где член вихревой зональной скорости в (3.18) опускается, так как он стремится к нулю, если взять его произведение на массовый вес. Посредством подстановки (3.26) в (3.24) и перевода последнее в изэнтропические координаты, получим

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = -\frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(u'v')^*} \right] - \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(u'\dot{\theta}')^*} \right] - \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left[p \overline{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}}} \right]. \quad (3.27)$$

Первый член представляет дивергенцию вихревого горизонтального количества движения на изэнтропических поверхностях, а второй – вертикальную дивергенцию перемешивания вихревого diabaticкого количества движения. Adiabaticкий член вертикального потока Элиассена-Пальма является только зональным сопротивлением формы на p_{\dagger} поверхностях, как показано в третьем члене.

Уравнение меридионального количества движения задается для p_{\dagger} координаты посредством

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} = -u \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}} - v \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} - \omega_{\dagger} \frac{\partial v}{\partial p_{\dagger}} - \ell u - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_p + L_{\phi}. \quad (3.28)$$

Зонально осредняя с массовым весом, получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial t} \right)_{p_{\dagger}} = & -\bar{v}^* \left(\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} \right)_{p_{\dagger}} - \bar{\omega}_{\dagger}^* \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial p_{\dagger}} - f \bar{u}^* - \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v'^2)^*} \right] - \\ & - \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v'\theta')^*} \right] - \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}^* + \bar{L}_{\phi}^*, \end{aligned} \quad (3.29)$$

где сила барического градиента записывается, как

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_p = \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}, \quad (3.30)$$

посредством использования функции Монтгомери $M \equiv \phi + c_p T$.

Динамика среднезонального состояния описывается набором среднезональных уравнений неразрывности (3.16), термодинамики (3.20), зонального (3.23) и меридионального количества движения (3.29). Отличие от системы уравнений в Эйлеровых средних в том, что уравнение термодинамики (3.20) не имеет вихревых корреляционных членов. Это оказывается важным при выводе теоремы «без ускорения». В этом контексте среднезональное ускорение должно быть устойчивым в случае, когда и дивергенция потока ЭП, и адиабатический нагрев, и внешние силы являются нулем [70]. Традиционная система уравнений в Эйлеровых средних не удовлетворяет этому условию вследствие существования членов вихревого потока тепла в уравнении термодинамики. Уравнения на основе ТЭС выражают условия «без ускорения» при предположении волн малой амплитуды и квазигеострофического баланса [71]. Массо-взвешенные изэнтропические среднезональные величины меридиональных потоков расширяют теорему «без ускорения» до негеострофического и нелинейного выражения, которое обсуждалось Эндрюсом [49] и Тангом [50]. Оно аналогично представленной схеме, за исключением того, что здесь берется массо-взвешенные среднезональные величины для всех переменных, включая зональные потоки, для того, чтобы сформулировать их консервативную природу. Использование изэнтропического среднезонального давления облегчает адвективную форму уравнения термодинамики и диагностическую форму уравнения неразрывности.

3.3 Уравнения баланса полной потенциальной и кинетической энергий

Сначала получим глобальный интеграл полной потенциальной энергии $\langle P \rangle$ в p_{\dagger} координате, где подынтегральное выражение на любом уровне и широте определяется как

$$P \equiv c_p \overline{T^*} = c_p \theta p_0^{-\kappa} \overline{p^{\kappa} \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger}}} = \frac{c_p p_0^{-\kappa}}{(1+\kappa)} \left[\frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left(\overline{\theta p^{1+\kappa}} \right) - \overline{p^{1+\kappa}} \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} \right]. \quad (3.31)$$

Посредством адиабатического перераспределения воздушной массы в X - Z плоскостях полная потенциальная энергия минимизируется, когда

$$p(x, y, \theta, t) = p_{\dagger}(y, \theta, t). \quad (3.32)$$

Здесь и далее минимизированное состояние будем называть «среднезональным состоянием». Найдем подынтегральное выражение полной потенциальной энергии для среднезонального состояния в наших определениях

$$P_Z = c_p \theta p_0^{-\kappa} p_{\dagger}^{\kappa} \equiv c_p T_{\dagger}, \quad (3.33)$$

где изэнтропическая среднезональная температура

$$T_{\dagger} \equiv \theta p_0^{-\kappa} p_{\dagger}^{\kappa}. \quad (3.34)$$

Подынтегральное выражение вихревой доступной потенциальной энергии задается, как

$$P_E = P - P_Z. \quad (3.35)$$

Это выражение подобно найденному Лоренцем [2]. Посредством вычитания (3.33) из (3.31), глобальный интеграл вихревой доступной потенциальной энергии может быть выражен, как

$$\langle P_E \rangle = \frac{c_p p_0^{-\kappa}}{(1+\kappa)gL_y} \iint \left(\overline{p^{1+\kappa}} - p_{\dagger}^{1+\kappa} \right) d\theta dy. \quad (3.36)$$

Доступная потенциальная энергия среднезонального состояния задается разницей между эталонным состоянием потенциальной энергии P_G когда $p(x, y, \theta, t) = p_{\dagger\dagger}(\theta, t)$. То есть

$$\langle P_Z \rangle - \langle P_G \rangle = \frac{c_p p_0^{-\kappa}}{(1+\kappa)g} \int \left(\overline{p_{\dagger}^{1+\kappa}} - p_{\dagger\dagger}^{1+\kappa} \right) d\theta. \quad (3.37)$$

Доступная потенциальная энергия среднезонального потока является главным источником энергии усиления общей циркуляции в средних широтах.

Далее, используя (3.11), глобальный интеграл полной потенциальной энергии задается в традиционной изобарической координате как

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle P \rangle = \left\langle c_p \left(\frac{dT}{dt} \right)^* \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\tau}{\rho} + Q \right)^* \right\rangle, \quad (3.38)$$

Первый и второй члены справа – адиабатический и неадиабатический вклады, соответственно. Адиабатический член может быть записан и в следующем виде

$$\left\langle \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^* \right\rangle = - \left\langle \left(\tau \frac{\partial \phi}{\partial p} \right)^* \right\rangle = \left\langle u \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_p^* \right\rangle + \left\langle v \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_p^* \right\rangle,$$

т.е. как работа вследствие сил горизонтального барического градиента. Эти члены далее разделяются на средний и вихревой вклады и переписываются в p_{\dagger} или энтропических выражениях с помощью (3.21) или (3.29)

$$\begin{aligned} &= \left\langle \overline{u^*} \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \overline{p \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}}} \right\rangle + \left\langle \left[\overline{u' \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_{p_{\dagger}}} \right]^* \right\rangle \\ &+ \left\langle \overline{v^*} \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}^* \right\rangle + \left\langle \left[\overline{v' \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}} \right]^* \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Первый полученный член – работа вследствие вертикальной дивергенции потока ЭП. Используя среднезональное уравнение термодинамики (3.19), уравнение тенденции среднезональной потенциальной энергии приводится к такому виду:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\langle P_Z \rangle &= \left\langle \overline{\omega}_\dagger^* \frac{\partial \Phi_\dagger}{\partial p_\dagger} \right\rangle + \left\langle \overline{\left(\frac{Q}{T} \right)^*} T_\dagger \right\rangle \\ &= \left\langle \overline{v}^* \left(\frac{\partial M_\dagger}{\partial y} \right)_\theta \right\rangle + \left\langle \overline{\left(\frac{Q}{T} \right)^*} T_\dagger \right\rangle,\end{aligned}\quad (3.40)$$

где геопотенциальная высота и функция тока Монтгомери для среднезонального состояния определяются посредством

$$\begin{aligned}\phi_\dagger(y, p_\dagger, t) - \phi_{\dagger s}(y, t) &\equiv \int_{p_\dagger}^{p_{\dagger s}} R \theta p_0^{-\kappa} p_\dagger^{\kappa-1} dp_\dagger \\ &= \int_{p_\dagger}^{p_{\dagger s}} \frac{RT_\dagger}{p_\dagger} dp_\dagger;\end{aligned}\quad (3.41)$$

$$\begin{aligned}M_\dagger &\equiv \phi_\dagger + c_p \theta p_0^{-\kappa} p_\dagger^{\kappa-1} \\ &= \phi_\dagger + c_p T_\dagger,\end{aligned}\quad (3.42)$$

соответственно. В неадиабатическом члене (3.40) $\overline{\left(\frac{Q}{T} \right)^*}$ – изэнтропическая среднезональная величина скорости генерации энтропии. Из (3.38), (3.39) и (3.40) уравнение скорости вихревой доступной потенциальной энергии (3.36) становится таким

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\langle P_E \rangle &= \left\langle \overline{u}^* \frac{\partial}{\partial p_\dagger} \overline{p \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{p_\dagger}} \right\rangle + \left\langle \overline{\left[u' \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)'_{p_\dagger} \right]^*} \right\rangle + \\ &+ \left\langle \overline{v}^* \left[\overline{\left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_\theta}^* - \left(\frac{\partial M_\dagger}{\partial y} \right)_\theta \right] \right\rangle + \left\langle \overline{\left[v' \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)'_\theta \right]^*} \right\rangle + \left\langle \overline{Q^*} - \overline{\left[\frac{Q}{\Pi(p)} \right]^*} \Pi(p_\dagger) \right\rangle.\end{aligned}\quad (3.43)$$

Первые четыре скобки справа – скорости адиабатического обмена вихревой доступной потенциальной энергии, а последняя – скорость неадиабатической генерации вихревой доступной потенциальной энергии.

Глобальный интеграл полной кинетической энергии разлагается на

$$\left\langle \left(\frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} \right)^* \right\rangle = \frac{1}{2} \langle \overline{u^{*2}} \rangle + \frac{1}{2} \langle \overline{v^{*2}} \rangle + \frac{1}{2} \langle \overline{(u'2)^*} \rangle + \frac{1}{2} \langle \overline{(v'2)^*} \rangle.$$

Здесь каждый элемент кинетической энергии обозначается посредством

$$K_{ZU} \equiv \frac{1}{2} \langle \overline{u^{*2}} \rangle, K_{ZV} \equiv \frac{1}{2} \langle \overline{v^{*2}} \rangle, K_{EU} \equiv \frac{1}{2} \langle \overline{(u'2)^*} \rangle, K_{EV} \equiv \frac{1}{2} \langle \overline{(v'2)^*} \rangle. \quad (3.44)$$

Тогда, средняя и вихревая кинетические энергии

$$K_Z \equiv K_{ZU} + K_{ZV}, \quad (3.45)$$

$$K_E \equiv K_{EU} + K_{EV}, \quad (3.46)$$

соответственно. Уравнения бюджета кинетической энергии получаются из уравнений количества движения. С помощью (3.22) среднезональная составляющая принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle K_{ZU} \rangle = \langle f \overline{u^* v^*} \rangle + \langle \overline{u^* \nabla \cdot \mathbf{F}} \rangle + \langle \overline{u^* L'_\lambda} \rangle, \quad (3.47)$$

где второй член связан с дивергенцией потока ЭП. Вертикальная дивергенция потока ЭП в (3.47) имеет аналог в уравнении бюджета вихревой потенциальной энергии (3.43) и приводит к прямому обмену между среднезональной кинетической энергиею и вихревой доступной потенциальной энергиею. Уравнение бюджета вихревой кинетической энергии зонального ветра принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle K_{EU} \rangle = & \left\langle \overline{u^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_\dagger} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_\dagger}{\partial \theta} \overline{(u'v')^*} \right]_{\theta} \right\rangle + \left\langle \overline{u^*} \frac{\partial}{\partial p_\dagger} \left[\frac{\partial p_\dagger}{\partial \theta} \overline{(u'\theta')^*} \right] \right\rangle + \\ & + \langle \overline{f(u'v')^*} \rangle - \left\langle \overline{\left[u' \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{p_\dagger} \right]^*} \right\rangle + \langle \overline{(u'L'_\lambda)^*} \rangle. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Уравнения бюджета средней и вихревой кинетических энергий меридионального ветра задаются посредством

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle K_{ZV} \rangle = & - \left\langle \overline{v^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v'^2)^*} \right]_{\theta} \right\rangle - \left\langle \overline{v^*} \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(u'\theta')^*} \right] \right\rangle - \\ & - \left\langle f \overline{u^* v^*} \right\rangle - \left\langle \overline{v^*} \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}^* \right\rangle + \left\langle \overline{v^* L_{\varphi}^*} \right\rangle, \end{aligned} \quad (3.49)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle K_{EV} \rangle = & \left\langle \overline{v^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v'^2)^*} \right]_{\theta} \right\rangle + \left\langle \overline{v^*} \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v'\theta')^*} \right] \right\rangle - \\ & - \left\langle f \overline{(u'v')^*} \right\rangle - \left\langle \overline{v' \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}^*} \right\rangle + \left\langle \overline{(v' L_{\varphi}')^*} \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.50)$$

соответственно. Первые два члена (3.49) имеют аналоги в (3.50), что предполагает обмен энергией между вихревой и средней кинетическими энергиями меридионального ветра. Третьи члены (3.49) и (3.50) являются произведением силы Кориолиса на меридиональный ветер и имеют аналоги в уравнениях для кинетических энергий зональных ветров (3.47) и (3.48) соответственно. Четвертые члены, описывающие работу вследствие средней и вихревой меридиональных скоростей имеют аналоги в уравнении бюджета полной потенциальной энергии (3.39), а пятые члены являются средней и вихревой диссипациями за счет трения.

3.4 Формулировка глобального цикла энергии в атмосфере

В соответствии с уравнениями (3.40), (3.43), (3.47), (3.48), (3.49) и (3.50), которые были выведены в предыдущем параграфе, все члены преобразования энергии имеют свои аналоги. Тогда формулы для уравнений бюджета различных видов энергии могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle P_Z \rangle = - C(P_Z \rightarrow K_Z)_{\dagger} + S(P_Z)_{\dagger}, \quad (3.51a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle P_E \rangle = -C(P_E \rightarrow K_Z)_\dagger - C(P_E \rightarrow K_E)_\dagger + S(P_E)_\dagger, \quad (3.51б)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle K_Z \rangle = C(P_Z \rightarrow K_Z)_\dagger + C(P_E \rightarrow K_Z)_\dagger - C(K_Z \rightarrow K_E)_\dagger + S(K_Z)_\dagger, \quad (3.51в)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle K_E \rangle = C(P_E \rightarrow K_E)_\dagger + C(K_Z \rightarrow K_E)_\dagger + S(K_E)_\dagger, \quad (3.51г)$$

где

$$C(P_Z \rightarrow K_Z)_\dagger = - \left\langle \overline{v^*} \left(\frac{\partial M_\dagger}{\partial y} \right)_\theta \right\rangle, \quad (3.52а)$$

$$C(P_E \rightarrow K_Z)_\dagger = - \left\langle \overline{u^*} \frac{\partial}{\partial p_\dagger} \overline{p \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{p_\dagger}} \right\rangle - \left\langle \overline{v^*} \left[\left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_\theta^* - \left(\frac{\partial M_\dagger}{\partial y} \right)_\theta \right] \right\rangle, \quad (3.52б)$$

$$C(P_E \rightarrow K_E)_\dagger = - \left\langle \overline{u' \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_{p_\dagger}'} \right\rangle - \left\langle \overline{v' \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_\theta'} \right\rangle, \quad (3.52в)$$

$$C(K_Z \rightarrow K_E)_\dagger = \left\langle \overline{u^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_\dagger} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_\dagger}{\partial \theta} \overline{(u'v')^*} \right]_\theta \right\rangle + \left\langle \overline{v^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_\dagger} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_\dagger}{\partial \theta} \overline{(v'^2)^*} \right]_\theta \right\rangle \quad (3.52г)$$

$$+ \left\langle \overline{u^*} \frac{\partial}{\partial p_\dagger} \left[\frac{\partial p_\dagger}{\partial \theta} \overline{(u'\dot{\theta}')^*} \right] \right\rangle + \left\langle \overline{v^*} \frac{\partial}{\partial p_\dagger} \left[\frac{\partial p_\dagger}{\partial \theta} \overline{(v'\dot{\theta}')^*} \right] \right\rangle.$$

Неадиабатические источники (стоки) средней потенциальной энергии и вихревой доступной потенциальной энергии задаются посредством

$$S(P_Z)_\dagger = \left\langle \overline{\left[\frac{Q}{\Pi(p)} \right]^*} \Pi(p_\dagger) \right\rangle, \quad (3.53а)$$

$$S(P_E)_\dagger = \left\langle \overline{Q^*} - \left[\frac{Q}{\Pi(p)} \right]^* \Pi(p_\dagger) \right\rangle, \quad (3.53б)$$

соответственно. Член диабатического вихревого нагрева (3.53б) обычно создает вихревую доступную потенциальную энергию вследствие неоднородности земной поверхности, подобной контрасту тепла суша-океан в

муссоне Азии, но иногда уменьшает ее посредством инфракрасного радиационного волнового затухания. Фрикционные потери вследствие средних и вихревых движений задаются посредством

$$S(K_Z)_{\dagger} = \left\langle \overline{u^* L_{\lambda}^*} \right\rangle + \left\langle \overline{v^* L_{\varphi}^*} \right\rangle, \quad (3.53\text{в})$$

$$S(K_E)_{\dagger} = \left\langle \overline{(u' L_{\lambda}')^*} \right\rangle + \left\langle \overline{(v' L_{\varphi}')^*} \right\rangle, \quad (3.53\text{г})$$

соответственно. Диабатическую генерацию среднезональной полной потенциальной энергии $S(P_Z)_{\dagger}$ в (3.53а) можно разложить на генерацию глобальной средней потенциальной энергии и среднезональной доступной потенциальной энергии. Последняя производится среднезональным меридиональным дифференциальным нагревом,

$$\left\langle \left[\frac{Q}{\Pi(p)} \right]^* \Pi(p_{\dagger}) \right\rangle - \frac{1}{g} \int_0^{p_{\dagger+s}} \overline{\left[\frac{Q}{\Pi(p)} \right]} \frac{\partial p}{\partial p_{\dagger\dagger}} \Pi(p_{\dagger\dagger}) dp_{\dagger\dagger}. \quad (3.54)$$

На рис. 3.1 показана схема превращения энергии, основанная на

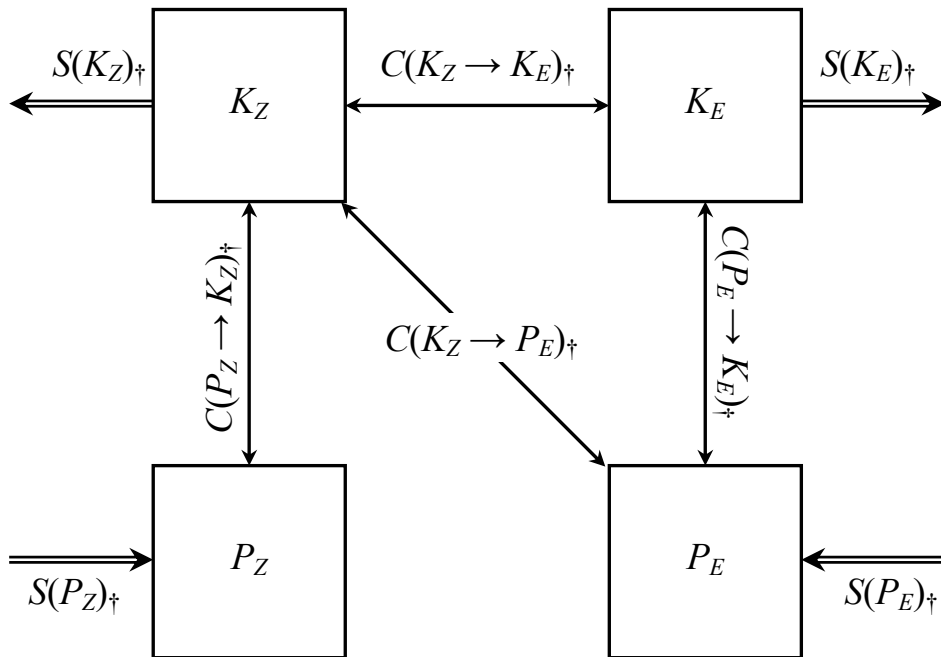


Рисунок 3.1 – Цикл энергии в гибридной изобаро-изэнтропической системе координат

уравнениях (3.51) - (3.53). Главными отличиями от цикла энергии, основанном на традиционной ЭС (см. рис. 2.1), являются отсутствие прямого обмена между доступными потенциальными энергиями P_Z и P_E , а также наличие прямого перехода между средней кинетической и вихревой доступной потенциальной энергиями. Относительно первого отличия, описанная в этом параграфе схема почти такая же, что и основанная ТЭС. Обмен между P_Z и P_E в цикле на основе ЭС происходит через вихревую корреляцию температуры с меридиональной и вертикальной скоростями ветра. Как уже говорилось ранее, в цикле на основе ТЭС вихревые корреляции температуры не считаются вихревым переносом, а включаются в коррекцию Стокса для средней меридиональной циркуляции. В схеме же Ивасаки, уравнение термодинамики не содержит никаких членов вихревой коррекции, и поэтому не существует перехода между P_Z и P_E .

Второе отличие связано с взаимодействием волн и среднего потока. Превращения в (3.52б) являются работами вследствие сил барического градиента, полученные из массо-взвешенных среднезональных величин силы барического градиента. Первый член является произведением среднезонального потока и вертикальной дивергенции потока ЭП. Эти члены появляются в уравнениях тенденции вихревой доступной потенциальной энергии (3.43) и среднезональной кинетической энергии (3.47) вследствие введения массового веса в среднезональную величину зонального ветра. Если мы возьмем среднезональную величину без массового веса, сила барического градиента исчезнет вследствие циклических боковых границ в зональном направлении, то есть $\overline{(\partial\phi/\partial x)_p} = \overline{(\partial M/\partial x)_{p\uparrow}} = 0$. Таким образом можно говорить, что массовый вес является необходимой величиной для членов прямого обмена между K_Z и P_E . Так как в циклах энергии, рассмотренных в §§ 2.3-2.5, среднезональные величины берутся вдоль изобарической поверхности без массового веса, то они и не имеют члена, описывающего обмен энергией между K_Z и P_E . По сути, вертикальная дивергенция потока ЭП также должна привести к превращению K_Z в P_E в цикле, основанном на ТЭС. Однако, подход с ТЭС не отделяет такой переход энергии из превращения между K_Z и K_E , так как коррекция Стокса предполагает геострофический баланс.

Согласно уравнений (3.51) - (3.52), вихревые потенциальная и кинетическая энергии превращаются не непосредственно из средней доступной

потенциальной энергии, а только из зональной кинетической энергии, главным образом через взаимодействие волн и среднего потока. При отсутствии стоков или источников энергии, уравнение скорости энергии возмущения задается как

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle P_E + K_E \rangle = -\frac{\partial}{\partial t} \langle P_Z + K_Z \rangle = C(K_Z \rightarrow K_E) - C(P_E \rightarrow K_Z) = -\langle \overline{u^* \nabla \cdot \mathbf{F}} \rangle + \\ + \left\langle \overline{v^*} \left\{ \frac{\partial \theta}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v'^2)^*} \right]_{\theta} + \frac{\partial}{\partial p_{\dagger}} \left[\frac{\partial p_{\dagger}}{\partial \theta} \overline{(v' \dot{\theta}')^*} \right] + \left[\left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_{\theta}^* - \left(\frac{\partial M_{\dagger}}{\partial y} \right)_{\theta} \right] \right\} \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.55)$$

Средняя меридиональная скорость $\overline{v^*}$ мала по сравнению с $\overline{u^*}$, так что превращения энергии из K_Z в K_E и P_E осуществляются, главным образом, через $\langle \overline{u^* \nabla \cdot \mathbf{F}} \rangle$, т.е. когда дивергенция потока Элиассена-Пальма не равна нулю. При этом горизонтальная дивергенция над изэнтропическими поверхностями отвечает за $C(K_Z \rightarrow K_E)_{\dagger}$, а адиабатическая вертикальная дивергенция – за $C(P_E \rightarrow K_Z)_{\dagger}$, т.е. через баротропную и бароклинную неустойчивости, соответственно.

3.5 Параметризация диффузии и неадиабатического нагрева

Существующие оценки (см., например, [72]) членов источников (стоков) показывают, что эти члены не намного меньше остальных в уравнениях баланса энергий. Так, сток кинетической энергии за счет диссипации под действием приземного трения и внутренней диссипации вследствие напряжения сдвига в атмосфере имеет порядок, который можно сравнить с порядком потоков и генерации.

Члены источников (стоков) энергии являются единственными, которые требуют дополнительной параметризации, так как ни составляющие силы трения, ни неадиабатический нагрев непосредственно не измеряются. Если оценка цикла энергии проводится на основе данных, полученных после прогноза по моделям общей циркуляции атмосферы, можно использовать модельные результаты, так как в этих моделях, как правило, осуществляется своя параметризация. Другой подход заключается в оценке не-

адиабатического нагрева и составляющих силы трения как остаточных членов в уравнениях термодинамики и количества движения, соответственно. Наконец, для параметризации можно использовать известные физические закономерности (см., например, [73-74]).

В изобарической системе координат зональную и меридиональную составляющие силы трения в вертикальной плоскости можно записать, как

$$L_{\lambda v} = g \frac{\partial \tau_{\lambda}}{\partial p}, \quad L_{\phi v} = g \frac{\partial \tau_{\phi}}{\partial p}, \quad (3.56)$$

где

$$\tau_{\lambda} = g \left(\frac{p}{RT} \right)^2 k_v \frac{\partial u}{\partial p}, \quad \tau_{\phi} = g \left(\frac{p}{RT} \right)^2 k_v \frac{\partial v}{\partial p}. \quad (3.57)$$

В уравнениях (3.57) k_v – коэффициент вихревой диффузии в вертикальной плоскости.

В соответствии с [75], k_v можно рассчитать как функцию от локального числа Ричардсона (Ri) и шага сетки по вертикальной координате (Δz)

$$k_v = \begin{cases} 0 & \text{Ri} > A/4 \\ l^2 S \sqrt{1 - 4 \text{Ri}/A} & 0 < \text{Ri} < A/4, \\ l^2 S & \text{Ri} < 0 \end{cases}, \quad (3.58)$$

где $l = 30$ м – длина пути перемешивания;

$$S = \sqrt{\left(\frac{pg}{RT} \right)^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)^2 \right]} \text{ – модуль вертикального сдвига ветра;}$$

$A = 1 + 0,1(\Delta z/100)^{3/2}$ – фактор, обеспечивающий статистическую поправку для завышенной оценки числа Ричардсона когда $\Delta z \gg 100$ м.

Число Ричардсона можно рассчитать по формуле, используемой в модели общей циркуляции атмосферы NCAR [76]:

$$\text{Ri} = - \frac{p}{RT} \frac{g^2}{\theta_v S^2} \frac{\partial \theta_v}{\partial p}, \quad (3.59)$$

где $\theta_v \approx \theta(1 + 0,61q)$.

Составляющие силы трения в горизонтальной площади рассчитыва-

ются по формуле

$$L_{\lambda h} = k_h \nabla^2 u, \quad L_{\varphi h} = k_h \nabla^2 v, \quad (3.60)$$

где ∇^2 – двумерный оператор Лапласа.

Коэффициент горизонтальной диффузии k_h зависит от горизонтального шага сетки (Δy) и величины деформации горизонтального потока $|D|$ и рассчитывается по формуле [75]:

$$k_h = (0,1\Delta y)^2 |D|, \quad (3.61)$$

где $|D|$ вычисляется по формуле [76]:

$$|D| = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2}. \quad (3.62)$$

Таким образом, параметризация стоков энергии за счет силы трения сводится к расчету описанных выше коэффициентов диффузии. Приведенные в [74] результаты расчетов этих коэффициентов и полученных по ним стоков среднезональной и вихревой кинетической энергии хорошо согласуются с общепринятыми физическими закономерностями. Так, было показано, что в среднем за год практически во всем Северном полушарии отмечается сток среднезональной кинетической энергии, тогда как в широтном поясе 20-50° с.ш. $S(K_E)$ имеет положительные значения, т.е. имеет место так называемая «отрицательная вязкость». При этом величины вкладов горизонтальной и вертикальной диффузии имеют противоположные знаки.

Скорость неадиабатического нагрева Q можно представить в виде суммы трех основных притоков тепла: турбулентного ($Q_{\text{турб}}$), радиационного ($Q_{\text{рад}}$) и за счет фазовых переходов влаги ($Q_{\text{фаз}}$):

$$Q = Q_{\text{турб}} + Q_{\text{рад}} + Q_{\text{фаз}}. \quad (3.63)$$

Как это показано в работе [73], можно $Q_{\text{турб}}$ рассчитать, используя коэффициент вертикальной диффузии, подобно тому, как это делается в уравнениях (3.56) – (3.58). Для параметризации радиационный приток теп-

ла существует большое количество схем [59], из которых можно выделить схему Лациса и Хансена [12], которая используется как основа для большей части остальных.

Параметризацию фазовых переходов осуществляется с помощью выражения

$$Q_{\text{фаз}} = \frac{LF\tau}{c_p}, \quad (3.64)$$

где $F(p, T)$ можно свести к виду [73]:

$$F(p, T) \approx -\frac{1,5 \cdot 10^3 \cdot q_m T^2}{(1,3 \cdot 10^7 \cdot q_m + T^2)p}, \quad (3.65)$$

где q_m – удельная влажность насыщенного водяного пара.

3.6 Общие выводы к главе 3

В этой главе (также, как и в предыдущей) было показано, что формулировка цикла атмосферной энергии в большой степени зависит от определения среднезональной величины. Плам [3] предположил, что такая двусмысленность ограничивает возможность использования энергетического цикла как диагностического средства среднезонального состояния. Однако последующие усовершенствования формулировок цикла энергии привели к тому, что уравнения, описывающие превращения энергии, стали более физически обоснованными. Последняя (по времени) формулировка Ивасаки лишена многих недостатков схем как на основе Эйлеровой средней, так и трансформированной Эйлеровой средней. В соответствие с этой формулировкой превращение среднезональной кинетической энергии в вихревые осуществляется за счет дивергенции потока Элиассена-Пальма, причем горизонтальная составляющая дивергенции ответственна за переход $S(K_Z \rightarrow K_E)_{\dagger}$, а вертикальная – за $S(K_Z \rightarrow P_E)_{\dagger}$. В схеме, базирующейся на ЭС, такого понятия, как «поток Элиассена-Пальма», не было совсем.

Поэтому, естественно, изменился и физический смысл членов переходов в зависимости от формулировки, которые, в любом случае, с математической точки зрения являются правильными.

Здесь, наверное, уместна аналогия с методами расчета ветра. В этом смысле, схему цикла энергии на основе Эйлеровой средней можно сравнить с геострофическим ветром. Как известно, геострофическое приближение даже в свободной атмосфере, где влияние трения минимально, не всегда физически адекватно описывает картину воздушных течений. Схеме на основе ТЭС можно сравнить с «градиентным ветром», который описывает реальный ветер как геострофический с поправкой на кривизну изобар. Изменения, которые введены по сравнению с предыдущими схемами в цикл энергии в изобаро-изэнтропической системе координат сравнимы с вычислением агеострофических поправок.

Хотя формулировка этого цикла достаточно сложна, однако она с наибольшей возможной точностью описывает физические процессы, приводящие к превращению одного вида энергии в другой.

ГЛАВА 4

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОЦЕНКЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ ГЛОБАЛЬНОГО ЦИКЛА ЭНЕРГИИ

В предыдущих двух главах были сформулированы четыре основные математические формулировки глобального цикла энергии. Как видно из соответствующих формул, они отличаются составляющими перехода одного вида энергии в другой. Величины запасов энергии не зависят от выбранной схемы энергетического цикла. Даже отличающаяся от других формулировка для доступной потенциальной энергии, приведенная в третьей главе, при глобальном интегрировании должна дать величину запасов, приблизительно равную рассчитанной по формуле, приведенной во второй главе. Не должны отличаться от схемы к схеме и члены источников (стоков) энергии, так как они, по сути, отображают влияние внешних факторов и не влияют на внутренние превращения одного вида энергии в другой. Следует также отметить, что потоки энергий при интегрировании по всему Земному шару равны нулю.

Строго говоря, расчеты составляющих глобального цикла по отдельно взятой схеме несут в себе мало информации. Такие расчеты делаются уже на протяжении многих лет (см., например, [1, 3, 4, 10, 26, 72]) и оценки превращений энергии хорошо известны. В этой главе, во-первых, сравним бюджеты энергии по представленным в предыдущих двух главах схемам и, во-вторых, приведем зависимость изменений содержания энергии в атмосфере и величины превращений от некоторых крупномасштабных климатообразующих процессов.

4.1 Глобальный баланс энергии, рассчитанный по разным схемам

На рис. 4.1 представлен глобальный цикл энергии по схеме, основанной на использовании Эйлеровых средних по уравнениям (2.19-2.21). При этом во второй части рисунка учтены изменения вследствие добавления потоков вихревой энергии.

Как видно из рис. 4.1, в цикл энергии направлен от среднезональной

к вихревой доступной потенциальной энергии. То есть, выхолаживание в высоких и нагревание в низких широтах за счет потока тепла от подстилающей поверхности (см. рис. 1.2) достаточно эффективно генерируют P_Z . Большая часть этого притока затем превращается в среднезональную кинетическую энергию. Некоторая часть последней переходит в вихревую ки-

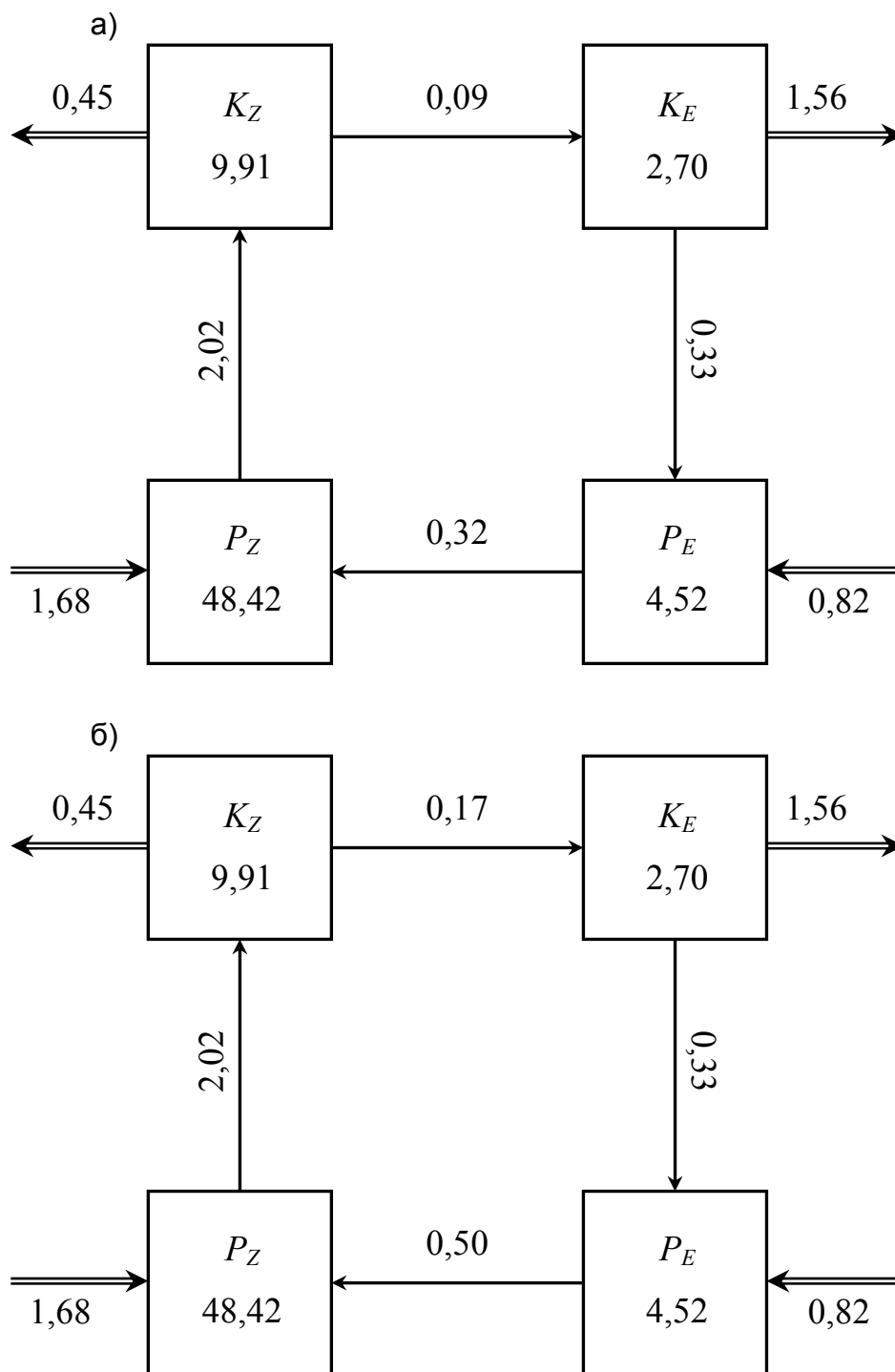


Рисунок 4.1 – Глобальный цикл энергии на основе Эйлеровой средней (запасы энергии – 10^6 Дж м⁻², превращения и источники – Вт м⁻²)

нетическую энергию, которая, в свою очередь, превращается в P_Z .

Крупномасштабная динамика этого процесса может быть объяснена следующим образом. Неравномерность прогрева в меридиональном направлении приводит к среднему движению, на котором возникают вихри (процесс передачи энергии по спектру волновых движений, о котором будет идти речь в следующей главе). Последние, наряду с неравномерным прогревом вдоль широтного круга, приводят к широтным флуктуациям температуры.

Физически менее определенным является превращение P_Z в P_E . Хотя Лоренц [1] и утверждал, что должен наблюдаться именно такой переход, однако большинство более поздних исследований (например, [72]) показало превращение P_E в P_Z . Лоренц объяснял превращение P_Z в P_E тем, что тепло переносится вихрями по направлению к более холодным районам. Однако, наличие флуктуаций на среднем движении (вихрей) определяется скорее не какими-то внутренними процессами, формирующими поле температуры, а превращением K_Z в K_E , так как при осреднении для всего года разница между температурой воздуха над океанами и сушей будет меньше переноса тепла вихрями. Тогда само превращение среднезональной доступной потенциальной энергии в вихревую (или наоборот) теряет свой смысл.

Вторым не очень приятным моментом использования цикла на основе Эйлеровых средних является, то, что даже небольшая, математически правильная, но физически ничего не значащая, его модификация привела к изменениям для глобального масштаба, а именно, $C(K_Z \rightarrow K_E)_C$ увеличилось почти в два раза, а $C(P_Z \rightarrow P_E)_C$ – в полтора. Естественно, при локальном интегрировании (например, только для Северного полушария) это увеличение было бы компенсировано уменьшением потоков соответствующих видов энергий.

Наконец, из рис. 4.1 видно, что в глобальном масштабе происходит увеличение всех видов энергии, кроме вихревой кинетической, что также не вполне соответствует действительности.

Рисунок 4.2 представляет цикл энергии на основе трансформированной Эйлеровой средней (часть а) и с учетом скрытого тепла конденсации (часть б). Первое, на что следует обратить внимание, – хотя направление превращения энергии осталось тем же, что и для предыдущего случая, однако из-за отсутствия $C(P_Z \rightarrow P_E)_T$ цикл выглядит более обоснованным, а

именно, конечной целью превращений атмосферной энергии является образование зональных флуктуаций температуры, что и определяет, в конечном счете, перенос тепла из низких широт в высокие. Также можно отметить и бóльшую «балансность» этого цикла, особенно в случае, когда в формулировке учтено скрытое тепло. Видно (рис. 4.2б), что среднезо-

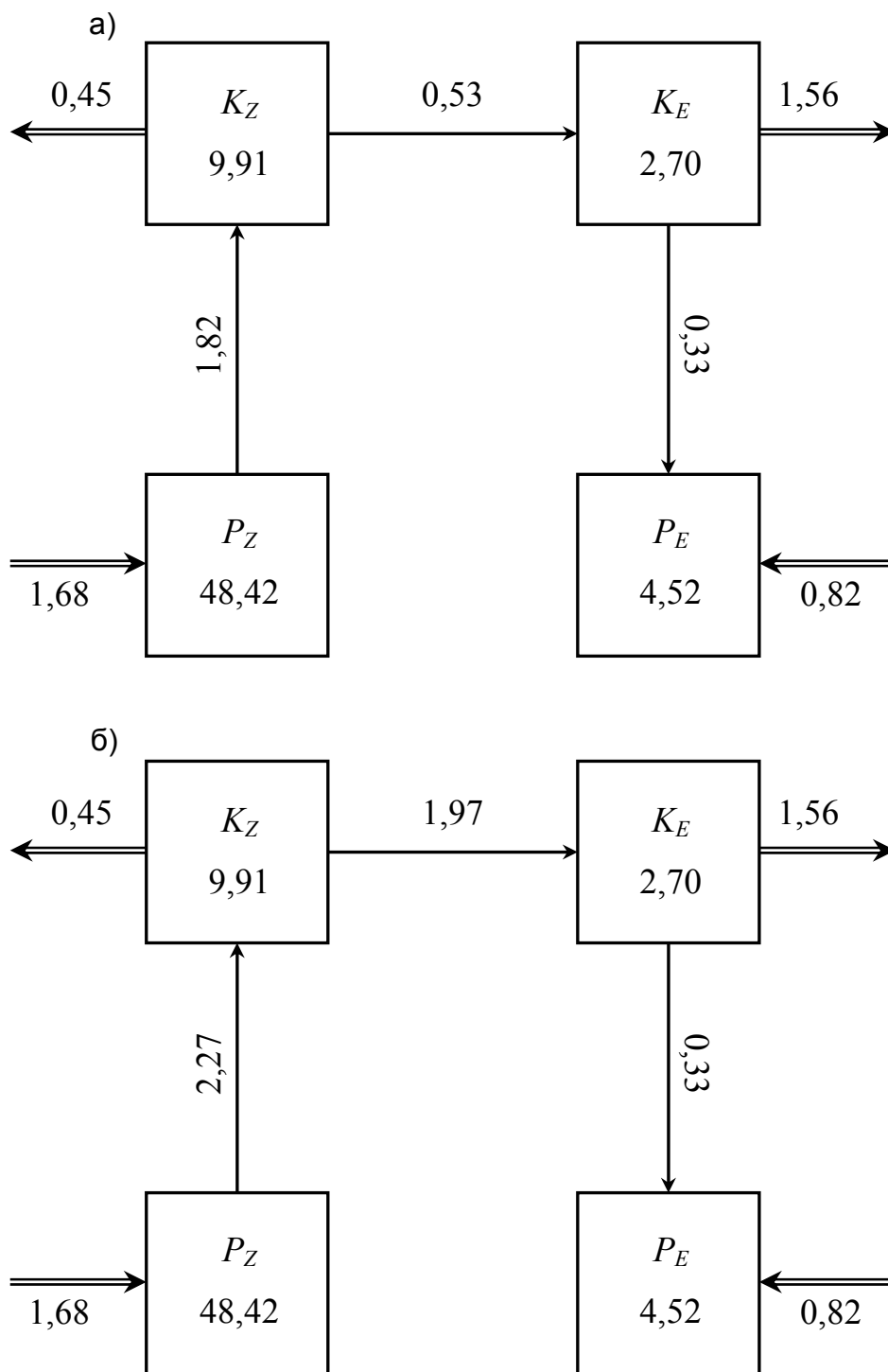


Рисунок 4.2 – Глобальный цикл энергии на основе трансформированной Эйлеровой средней (порядок величин как на рис. 4.1)

нальные энергии незначительно уменьшаются, а вихревые (особенно P_E) – увеличиваются. Последнее говорит о том, что небольшая модификация цикла Плама, которая была предложена во второй главе, может существенно улучшить качество оценки составляющих баланса энергии.

Перед тем, как проанализировать модифицированный цикл энергии, покажем некоторые очевидные зависимости. Так, используя (2.19)-(2.20) нетрудно показать, что

$$\begin{aligned}
 C(K_Z \rightarrow K_E)_M &= C(K_Z \rightarrow K_E)_C - C(P_Z \rightarrow K_Z)_C - F_2(K_Z)_C, \\
 C(P_Z \rightarrow P_E)_M &= C(P_Z \rightarrow P_E)_C + C(P_Z \rightarrow K_Z)_C - F_2(P_Z)_C, \\
 C(P_E \rightarrow K_E)_M &= C(P_E \rightarrow K_E)_C + C(P_Z \rightarrow K_Z)_C, \\
 F_2(K_E)_M &= F_2(K_E)_C + F_2(K_Z)_C, \\
 F_2(P_E)_M &= F_2(P_Z)_C,
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

т.е. по сути, формулировка модифицированного цикла энергии является комбинацией членов превращений и потоков цикла энергии на основе Эйлеровой средней. Таким образом, в случае имеющих расчетных данных по последнему, нет необходимости производить новые расчеты.

Как показывает рисунок 4.3, основным отличием модифицированного цикла от двух рассмотренных ранее является обратная направленность

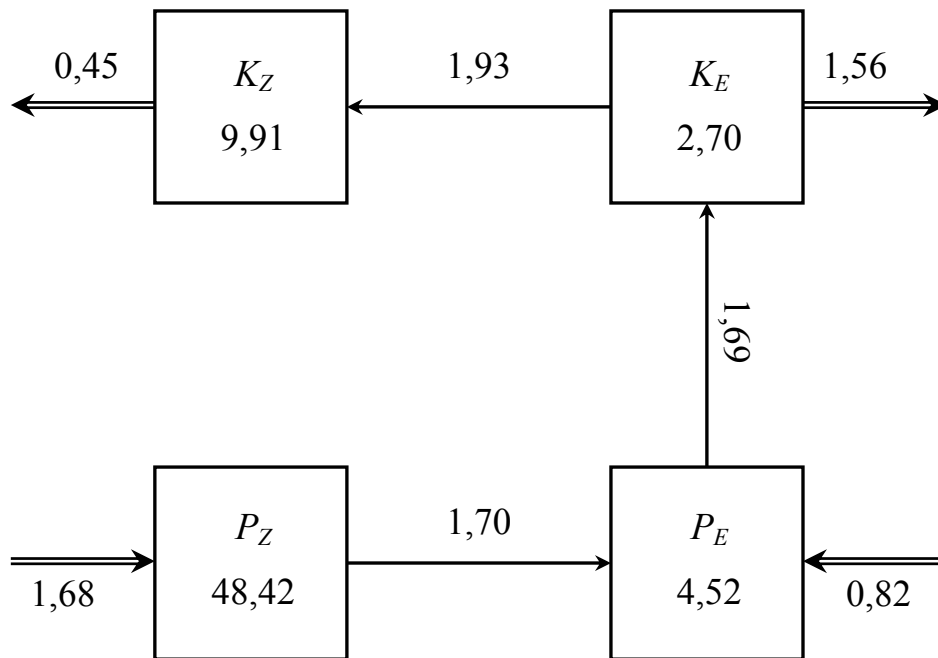


Рисунок 4.3 – Глобальный цикл энергии на основе модифицированной Эйлеровой средней (порядок величин как на рис. 4.1)

превращений энергии, а именно, $P_Z \rightarrow P_E \rightarrow K_E \rightarrow K_Z$. Согласно этому циклу, происходит накопление среднезональной кинетической и вихревой доступной потенциальной энергии и уменьшение двух остальных. Здесь также нужно помнить, что уравнения в модифицированном цикле энергии не всегда правильно описывают процесс генерации среднезональной кинетической энергии, так как баланс среднего количества движения чувствителен к адиабатической средней циркуляции, а ею можно пренебречь в балансе среднего тепла во внетропической зоне. Несколько ниже мы еще вернемся к показанному на рис. 4.3 циклу.

Наконец, на рис.4.4 представлен цикл энергии в изобаро-изэнтропической системе координат. Здесь, прежде всего, интересен переход среднезональной кинетической энергии в вихревую доступную потенциальную. Как видно, он сопоставим по величине с другими членами перехода. Также, в этом цикле наблюдается превращение $P_E \rightarrow K_E$. Отметим, что результаты расчета цикла энергии по этой схеме практически отсутствуют (за исключением, наверное, [78]).

Итак, на рис. 4.1-4.4 приведены оценки цикла энергии по разным схемам и их модификациям. Первое, что нужно отметить, – дисбаланс между неадиабатическими притоками тепла ($2,50 \text{ Вт м}^{-2}$) и диссипацией кинетической энергии ($2,01 \text{ Вт м}^{-2}$), т.е. независимо от превращений энергии

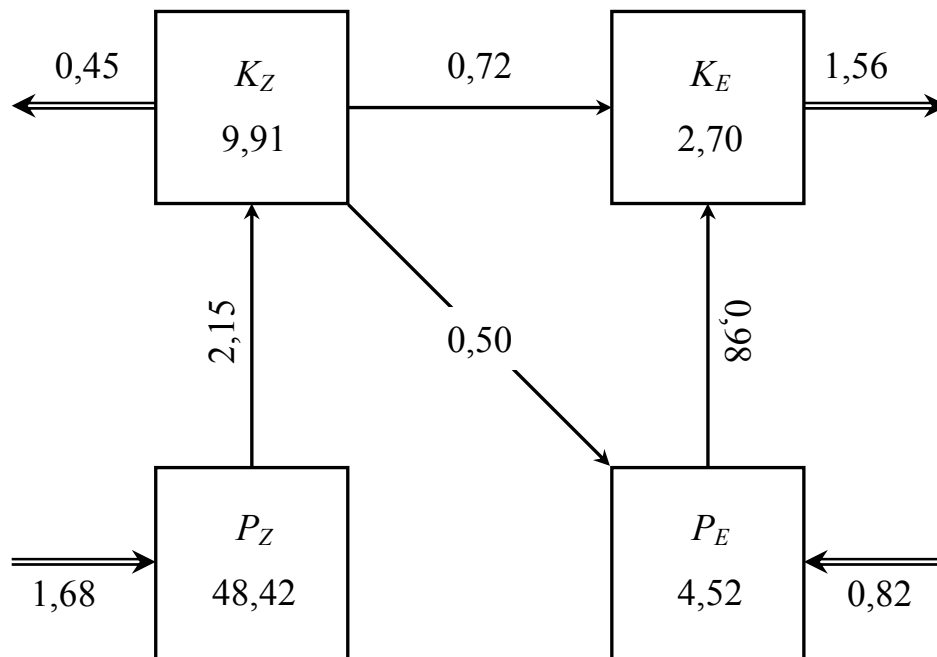


Рисунок 4.4 – Глобальный цикл энергии в изобаро-изэнтропической системе координат (порядок величин как на рис. 4.1)

в среднем за год на Земном шаре накапливается $0,49 \text{ Вт м}^{-2}$. Конечно, в нашем случае должен наблюдаться полный баланс и полученный результат можно объяснить как не достаточно точную аппроксимацию указанных эффектов. Однако, эту величину можно считать вполне удовлетворительной, так как получение полного баланса при расчетах по данным наблюдения является очень сложной задачей (для примера, величина подобного дисбаланса по другим данным [72] колеблется от $-0,3$ до $1,0 \text{ Вт м}^{-2}$).

Далее, нужно определиться, какое направление превращения энергии является оптимальным для среднегодового глобального цикла энергии. Во-первых, для указанных условий должен выполняться переход P_Z в K_Z (что и наблюдается на рисунках), так как вряд ли зональное течение будет определять среднюю температуру по широте. Во-вторых, соображения, по поводу возможности превращения P_Z в P_E или наоборот были высказаны выше. Отметим, что такой переход отсутствует в циклах на основе трансформированной Эйлеровой средней и изобаро-изэнтропической системе координат. Связано это с тем, что использование в формулировках потока Элиассена-Пальма практически исключает подобное превращение. В-третьих, в классической интерпретации Лоренца [1], среднезональная кинетическая энергия должна превращаться в вихревую кинетическую. Однако по полученным нами данным за исключением модифицированного цикла в остальных наблюдается обратный процесс. По сути, он указывает на существование так называемой отрицательной вязкости. В следующей главе будет показано, что если рассматривать только одно зимнее полушарие, то наблюдается процесс передачи энергии от волн меньшего масштаба к волнам большего масштаба. Также, на рис. 4.4 показано, что $K_Z \rightarrow P_E$ и это является результатом вертикальной дивергенции потока Элиассена-Пальма. В-четвертых, возможно как превращение вихревой кинетической энергии в вихревую доступную потенциальную, так и обратный процесс. Как первое, так и второе, имеют свое физическое объяснение. Например, в схеме глобального цикла, представленной на рис. 4.4, в K_E превращается не только та энергия, которая была получена P_E от K_Z , но и часть вклада неадиабатических притоков тепла.

Таким образом, основываясь на приведенных выше соображениях, можно сделать вывод, что наиболее представительными с физической точки зрения являются схема на основе ТЭС с учетом скрытого тепла конденсации и схема в изобаро-изэнтропической системе координат. Косвенным

подтверждением этого вывода служат данные табл. 4.1, в которой приведены величины баланса различных видов энергии. Для обеих указанных выше схем наибольшие изменения претерпевают среднезональная и вихревая доступная потенциальная энергия, причем первая уменьшается, а вторая увеличивается.

Таблица 4.1 – Баланс различных видов энергии (Вт м^{-2}) по результатам, показанным на рис. 4.1-4.4

	P_Z	K_Z	K_E	P_E
рис. 4.1а	-0,02	1,48	-1,80	0,83
рис. 4.1б	0,16	1,40	-1,72	0,65
рис. 4.2а	-0,14	0,84	-1,36	1,15
рис. 4.2б	-0,59	-0,15	0,08	1,15
рис. 4.3	-0,02	1,48	-1,80	0,83
рис. 4.4	-0,47	0,18	0,14	0,34

Конечно, нельзя полностью отвергать другие схемы расчета цикла энергии. Например, модифицированный цикл энергии очень просто описывает превращение энергии в стратосфере. Скорее всего, использование той либо иной схемы должно обуславливаться конкретными задачами.

4.2 Запасы энергии в атмосфере Северного полушария

В этом параграфе рассмотрим пространственно-временные характеристики запасов энергии в Северном полушарии [79]. При этом не будем анализировать запасы P_Z , так как они в большой степени определяются среднезональной температурой и поэтому их распределение достаточно тривиально. Сначала остановимся на интегральных запасах энергий в разных широтных поясах (рис. 4.5).

Прежде всего, следует отметить, что эти величины зимой больше, чем летом, что можно объяснить большей активностью атмосферы в холодный период года. Летом максимум запасов P_E (рис. 4.5д) располагается около 28° с.ш. ($6,0 \cdot 10^5$ Дж м^{-2}), а зимой (рис. 4.5е) – около 48° с.ш. ($14,4 \cdot 10^5$

Дж м⁻²). Видно, что летом максимум расположен приблизительно в районе оси ячейки Хэдли и объясняется известным механизмом, обусловленным опусканием более холодного воздуха и поднятием более теплого [1]. Зимой максимум наблюдается на нисходящей ветви ячейки Ферреля и здесь основным является другой механизм – нагревание более теплых (океанических) и выхолаживание более холодных (материковых) районов, находящихся на одной широте.

Вообще, широтное размещение наибольших запасов вихревой доступной потенциальной энергии не очень хорошо согласуется с максимумами K_E и K_Z как зимой, так и летом. В то же время максимумы среднезо-

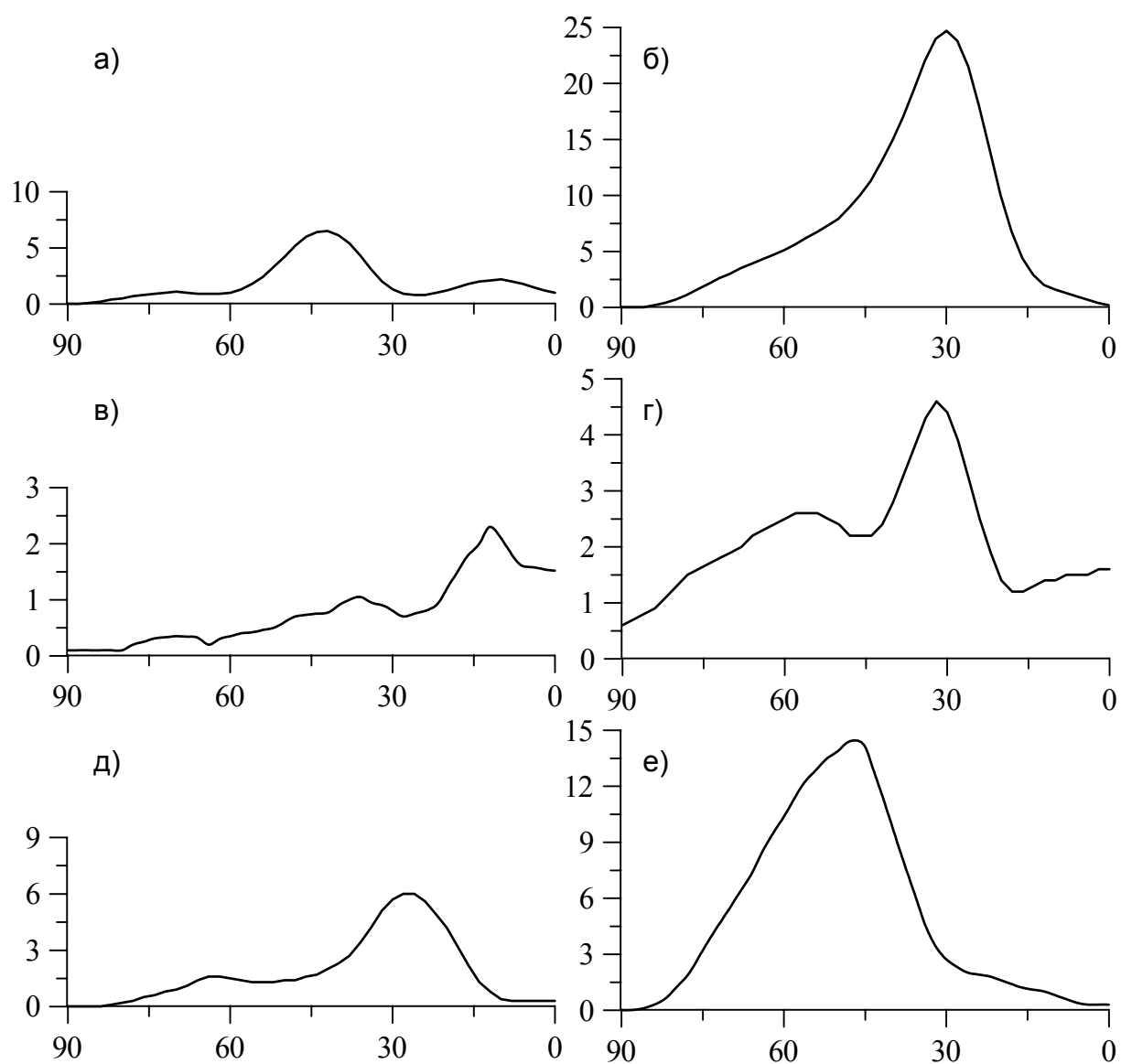


Рисунок 4.5 – Запасы энергии (10^5 Дж м⁻²) в широтных поясах в Северном полушарии (слева – летом, справа – зимой; сверху K_Z , посередине K_E , внизу P_E ; ось X – широта)

нальной и вихревой кинетической энергии почти совпадают.

Летом (рис. 4.5а) отмечается два максимума K_Z : первый в районе 10° с.ш. ($2,2 \cdot 10^5$ Дж м⁻²) и второй, основной, в районе 48° с.ш. ($6,4 \cdot 10^5$ Дж м⁻²), т.е. приблизительно в зоне восходящей ветви ячейки Хэдли Южного и нисходящей ветви аналогичной ячейки Северного полушарий. Такая картина полностью соответствует установившемуся взгляду о ячейках Хэдли как о генерирующих среднезональную кинетическую энергию. Приблизительно такая же картина наблюдается и для зимы (рис. 4.5б), хотя в этом случае максимум K_Z в районе 10° с.ш. почти в четыре раза ($24,7 \cdot 10^5$ Дж м⁻²) больше. Последнее объясняется большей активностью циркуляции Хэдли в этот сезон (см. рис. 1.4).

Теперь рассмотрим, в какой части атмосферы сосредоточены основные запасы энергии. На рис. 4.6 и 4.7 показаны вертикальные разрезы запасов энергии.

Летом в поясе $20-30^\circ$ с.ш. существуют два почти одинаковых максимума запасов P_E (рис. 4.6в): первый в слое 900-800 гПа ($1,2 \cdot 10^5$ Дж м⁻²), второй – в слое 300-200 гПа ($1,3 \cdot 10^5$ Дж м⁻²), т.е. вблизи нижней и верхней границы меридиональной циркуляции, связанной с ячейкой Хэдли. Это подтверждает сделанный выше вывод о влиянии указанной ячейки на генерацию доступной потенциальной энергии летом. Зимой (рис. 4.7в) максимум запасов P_E сосредоточен у поверхности земли ($5,7 \cdot 10^5$ Дж м⁻²), а два других – в слоях 500-400 гПа ($1,6 \cdot 10^5$ Дж м⁻²) и 100-10 гПа ($1,3 \cdot 10^5$ Дж м⁻²); второй из этих второстепенных максимумов связан с увеличением вертикального градиента потенциальной температуры в стратосфере. Наличие основного максимума запасов P_E вблизи земной поверхности полностью подтверждает сделанный выше вывод о разном температурном режиме подстилающей поверхности в этом широтном поясе зимой. Кроме того, именно на этих широтах наблюдаются интенсивные осадки, связанные с полярным фронтом [80], и теплота фазовых превращений, которая освобождается при этом, способствует увеличению запасов вихревой доступной потенциальной энергии.

Запасы вихревой кинетической энергии летом (рис. 4.6б) в тропиках определяются двумя максимумами в слоях 900-800 гПа ($0,3 \cdot 10^5$ Дж м⁻²) и 200-100 гПа ($0,5 \cdot 10^5$ Дж м⁻²). Во втором слое существует также максимум около 40° с.ш. ($0,2 \cdot 10^5$ Дж м⁻²), который согласуется с большими значения-

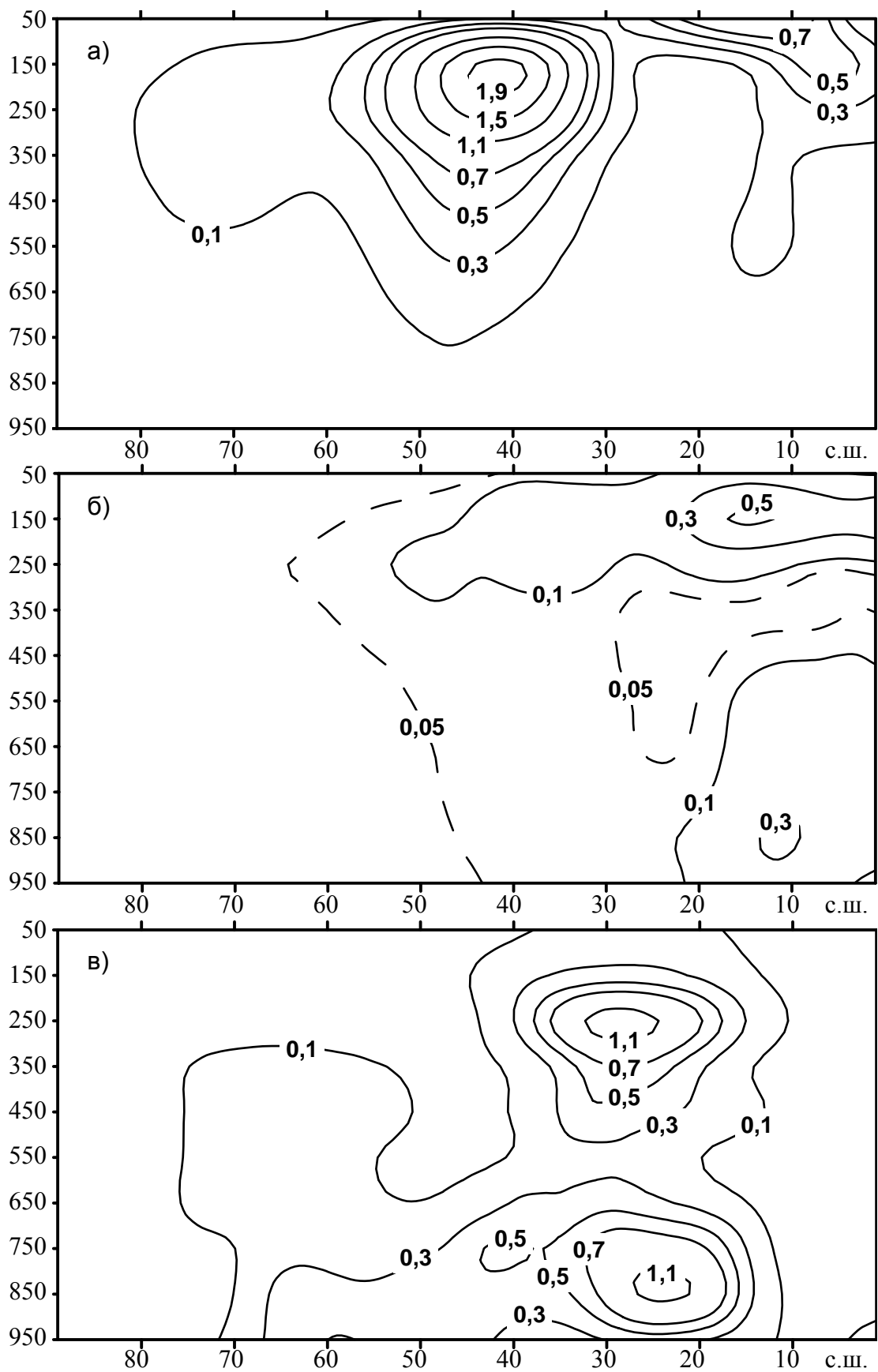


Рисунок 4.6 – Пространственное распределение K_Z (а), K_E (б) и P_E (в) летом в Северном полушарии ($\times 10^5$ Дж м⁻²; ось Y – давление)

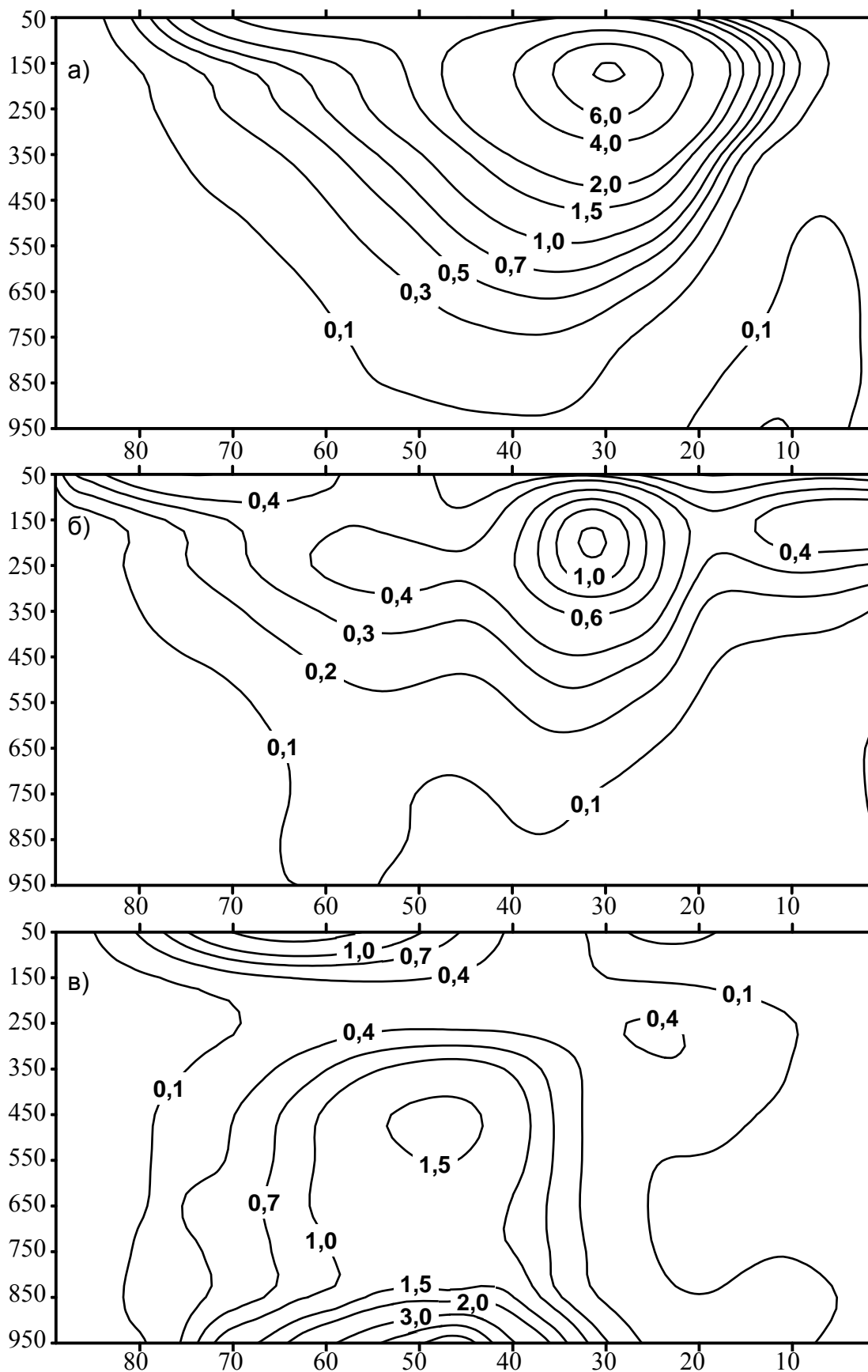


Рисунок 4.7 – Пространственное распределение K_Z (а), K_E (б) и P_E (в) зимой в Северном полушарии ($\times 10^5$ Дж м⁻²; ось Y – давление)

ми запасов K_Z ($2,0 \cdot 10^5$ Дж м⁻²) в этом районе (рис. 4.6а).

Зимой (рис. 4.7б) основной максимум K_E , который располагается в слое 200-100 гПа около 30° с.ш. ($1,2 \cdot 10^5$ Дж м⁻²), также согласован с максимумом K_Z ($8,0 \cdot 10^5$ Дж м⁻²; рис. 4.7а). Вообще, основные запасы как вихревой, так и среднезональной, кинетической энергии сосредоточены в верхней тропосфере, причем и летом, и зимой, они хорошо согласуются с максимумами \bar{u} .

Итак, хоть здесь и не делается анализ численных величин превращений и потоков энергий, однако даже такой приближенный подход к исследованию энергетики атмосферы позволяет получить ряд интересных фактов. В некоторых случаях интересно провести подобный анализ для отдельных частей атмосферы, например, тропиков [81] или стратосферы [82]. В частности, для тропиков влияние ячейки Хэдли на содержание энергии в атмосфере является превалирующим.

4.3 Влияние Североатлантической осцилляции на межгодовые изменения атмосферной энергии над Северным полушарием

В этом параграфе рассмотрим влияние на энергетику атмосферы одного из крупномасштабных климатообразующих процессов в Северном полушарии – Североатлантической осцилляции (North Atlantic Oscillation – NAO), которая является одной из наиболее заметных схем телеконнекции во все сезоны. Она было описано Барнстоном и Лайвзи [83] и объединяет части Восточно-Атлантической и Западно-Атлантической схем телеконнекции, выявленных для зимы Уоллосом и Гацлером [84]. NAO состоит из диполя аномалий, один центр которого расположен над Исландией, а второй, обратного знака, – в районе Канарских островов. При положительной фазе NAO в высоких широтах Северной Атлантики наблюдаются давление, несколько ниже нормального, а над центральной частью Северной Атлантики, востоком США и Западной Европой регистрируемое давление несколько выше обычного. При отрицательной фазе NAO над этими районами наблюдаются аномалии обратных знаков. Обе фазы связаны с распространяющимися на весь бассейн изменениями интенсивности и расположения Североатлантического струйного течения, а также крупномас-

штабных зональных и меридиональных переносов тепла и влаги [85]. Последние, в свою очередь, приводят к изменениям в полях температуры и осадков, которые часто распространяются от востока Северной Атлантики до Центральной Европы. Также, существует значительная корреляция между зимними индексами NAO и блокирующими ситуациями в этом регионе, причем процесс блокирования наблюдается при небольших величинах этих индексов, т.е. при значительной меридиональной циркуляции [86].

Существует значительная межгодовая изменчивость NAO, при этом как положительная, так и отрицательная фазы могут наблюдаться на протяжении нескольких месяцев подряд. Как правило, существуют длительные периоды, когда преобладает одна из фаз [85]. Например, на протяжении периода 1979 – 1995 гг. зимой преобладала положительная фаза, а значительная отрицательная фаза наблюдалась только дважды. В то же время, в изменчивости NAO существует определенная периодичность, как это показано, например, в [87]. С другой стороны, с начала 80-х годов 20-го века NAO имела тенденцию оставаться в одной экстремальной фазе и было ответственно за большую часть наблюдаемых зимнего потепления над Европой и похолодания в Северозападной Атлантике. Аномалии осадков, в том числе засушливые зимы над югом Европы и Средиземноморьем и более влажные условия над Северной Европой и Скандинавией, также связываются с характером NAO. Изменения в среднемесячных атмосферных течениях над Атлантикой были связаны со смещением к северу траекторий циклонов [88].

Можно рассматривать большие (по модулю) индексы NAO (рис. 4.8) как проявление зональной циркуляции, а близкие к нулю – увеличение меридиональности атмосферных процессов. С этой точки зрения вихревые части энергии – доступная потенциальная (P_E) и кинетическая (K_E) – должны быть максимальными в периоды, когда наблюдаются небольшие величины индексов NAO, так как они выражают отклонения от среднезонального состояния. Кроме того, большие запасы упомянутых энергий могут регистрироваться при резком изменении фазы NAO. В этом случае меридиональная циркуляция наблюдается, хоть и непродолжительно, при взаимной замене очагов высокого и низкого давления.

Основной максимум K_E (рис. 4.9) отмечается зимой около 30° с.ш. (диапазон величин $\sim 5 \div 9 \times 10^5$ Дж м⁻²), тогда как наибольшие значения P_E в этот же сезон наблюдается около 50° с.ш. (диапазон величин $\sim 11 \div 19 \times 10^5$

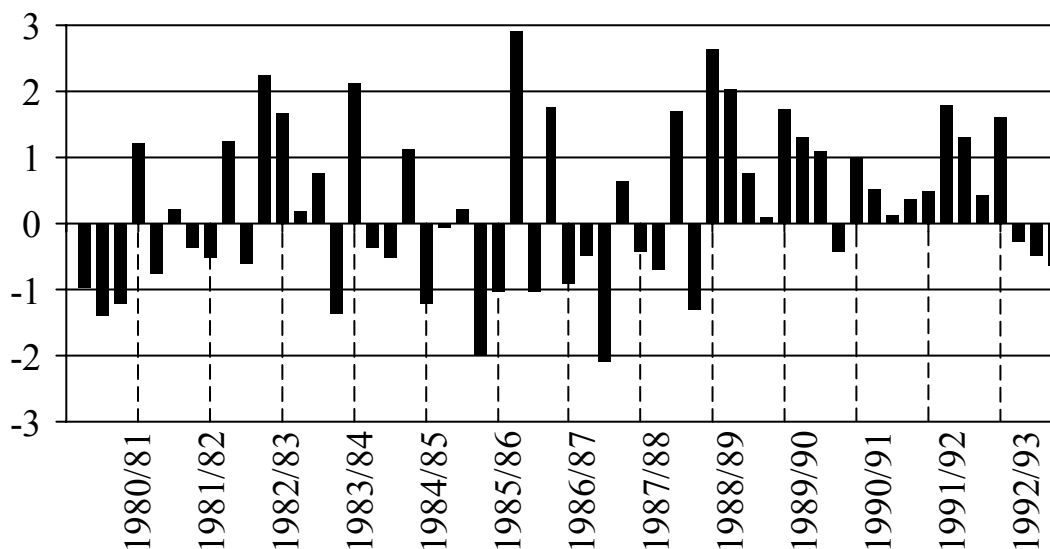


Рисунок 4.8 – Сезонные индексы NAO (метки на оси X поставлены около зим соответствующих годов)

Дж м⁻²). Также, в некоторые зимы вблизи 60° с.ш. наблюдается вторичный максимум с величинами $\sim 4\div 6 \times 10^5$ Дж м⁻². Наличие или отсутствие этого максимума можно объяснить изменением фазы NAO. Например, зимой 1982-83 гг. максимум K_E в умеренных широтах отсутствовал, а интегральная вихревая доступная потенциальная энергия на 50° с.ш. была наибольшей за весь рассматриваемый период 1980-93 гг. Также, в указанную зиму и предшествующей осени отмечались небольшие отрицательные индексы NAO. С одной стороны, это способствовало увеличению вихревых энергий, а с другой – отрицательные значения индексов определялись расположением антициклона в высоких широтах. Последнее не позволяло осуществляться превращению P_E в K_E . Приблизительно такая же ситуация наблюдалась зимами 1986-87 и 1987-88 гг. В противоположность этому, когда сильная отрицательная фаза NAO осенью 1989 г. сменилась сильной положительной фазой зимой 1989-90 гг., наблюдался наибольший максимум интегральной K_E в умеренных широтах.

Как уже отмечалось выше, рассматриваемый период характеризовался зимними положительными фазами NAO. На протяжении этого временного интервала существенная негативная фаза NAO регистрировалась только дважды – зимой 1984-85 и 1985-85 гг. С энергетической точки зрения эти зимы являются схожими между собой и, в целом, «обычными».

Таким образом, совместный анализ интегральных вихревых энергий и индексов NAO показывает, что влияние Северо-Атлантического коле-

бания не является в полной степени определенным. Не всегда небольшие величины индексов NAO определяют увеличение вихревых энергий. В некоторых случаях отрицательная фаза NAO препятствует превращению PE в KE . Последнее связано с «ненормальным» расположением крупномасштабных атмосферных вихрей. В то же время, использование при анализе характеристик крупномасштабной атмосферной циркуляции (например, индексов NAO) помогает объяснить некоторые аномалии в пространственном распределении вихревых энергий. Со своей стороны, анализ энергетических характеристик атмосферы позволяет определить степень интенсификации

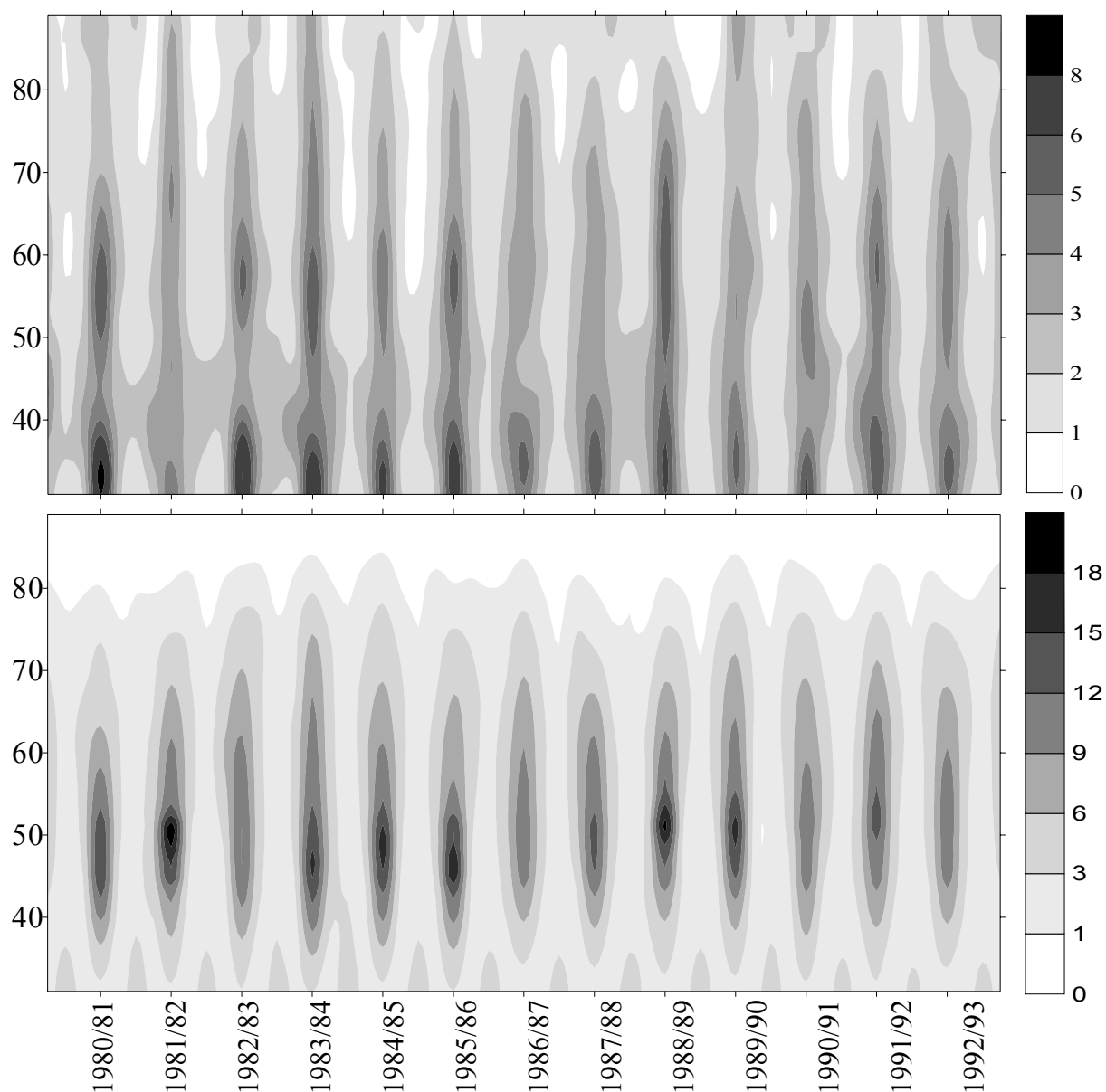


Рисунок 4.9 – Диаграмма Хофмеллера среднесезонных запасов K_E (верхняя панель) и P_E (нижняя панель). По оси Y – широта, по оси X – метки как на рис. 4.8; порядок величин $\times 10^5$ Дж м⁻².

ности крупномасштабных атмосферных процессов. В следующей главе будет проведен анализ рассмотренной здесь зависимости с использованием вейвлет-разложения, что позволит более определенно говорить о возможной связи NAO и атмосферной энергетикой.

4.4 Ячейка Хэдли и энергетика умеренных и тропических широт

Как уже отмечалось выше, циркуляция Хэдли играет большую роль в распределении климатических режимов и определении атмосферной динамики на Земле. Некоторые сценарии, в которых предполагается смещение к северу субтропических засушливых зон как отклик на потепление климата вследствие увеличения концентрации CO_2 [89], в действительности предполагают смещение к полюсу нисходящей ветви ячейки Хэдли. Такая, хоть и небольшая, смена циркуляции будет иметь существенное влияние на всю биосферу Земли.

Интенсивность и меридиональная протяженность ячейки Хэдли может зависеть от различных атмосферных процессов [90], например, от крупномасштабного вихревого переноса, атмосферной вязкости, интенсивности конвекции во внутритропической зоне конвергенции, феномена Эль-Ниньо и т.д.

В свою очередь, циркуляция Хэдли переносит: 1) в направлении полюса потенциальную энергию, которая генерируется избытком солнечной радиации; 2) вверх и в направлении полюса угловой момент, который связан с более быстрым вращением в низких широтах; и 3) влагу из субтропических поясов с высоким испарением. Фактически, средняя циркуляция переносит ощутимое и скрытое тепло к экватору, генерируя значительные конвективные и средние вертикальные движения, в которых воздух поднимается вверх. Этот подъем обеспечивает увеличение потенциальной энергии, которая потом переносится средней циркуляцией в направлении полюсов.

Таким образом, термически прямая циркуляция Хэдли является важной для поддержки небольших меридиональных градиентов температуры, которые наблюдаются в атмосфере. Во внетропических широтах за перенос тепла к полюсу отвечают квазигеострофические бароклинные вихри

[1]. Хотя механизмы образования ячейки Хэдли и внетропических вихрей разные, эти динамические режимы могут быть связаны между собой вертикальным сдвигом зонального ветра в субтропиках, величина которого зависит от интенсивности подпитки угловым моментом циркуляцией Хэдли и замедления вследствие влияния внетропических вихрей. Поэтому очевидно, что может существовать связь между ускорением субтропического струйного течения вследствие влияния ячейки Хэдли и переносом тепла за границы тропического пояса, который вызван вихрями.

Основные связи между циркуляцией Хэдли и зонально осредненным климатом во внетропических широтах зимой, когда эта циркуляция наиболее интенсивна, показаны в работе Хоу [29]. Так как более интенсивная ячейка Хэдли переносит больше абсолютного углового момента в субтропики, уравновешенный зональный ветер имеет большие вертикальные сдвиги между субтропиками и средними широтами. Последние сопровождаются увеличением направленного к полюсу переносом тепла, который вызван нестационарными вихрями и средней циркуляцией, вынужденной вихрями. Все это ведет к меньшей разнице температур и к уменьшенным градиентам потенциальной завихренности между средними и высокими широтами.

Чтобы проследить связь между изменениями интенсивности ячейки Хэдли и внетропических вихрей, можно использовать уравнение бюджета вихревой кинетической энергии, так как оно, в большой степени, описывает эволюцию вихрей. Здесь мы используем схему энергетического цикла, предложенную Пламом [3] с учетом скрытого тепла конденсации, как это было предложено во второй главе. Анализ составляющих бюджета K_E проводился для двух широтных поясов: $0-30^\circ$ и $30-60^\circ$ с.ш. Как было показано в первой главе, ячейка Хэдли имеет максимальную интенсивность зимой, поэтому для расчетов составляющих бюджета использовались данные за январь. В качестве меры интенсивности ячейки Хэдли использовалась массовая функция тока χ на оси циркуляции.

На рис. 4.10 представлены максимальные значения χ_m в январе по годам. Напомним, что зимой эти значения наблюдаются преимущественно в районе $10-15^\circ$ с.ш. около уровня 400 гПа.

Как можно видеть, существуют определенные колебания интенсивности средней циркуляции, причем разница между максимумом и минимумом может составлять около 20%, как, например, наблюдалось в январе

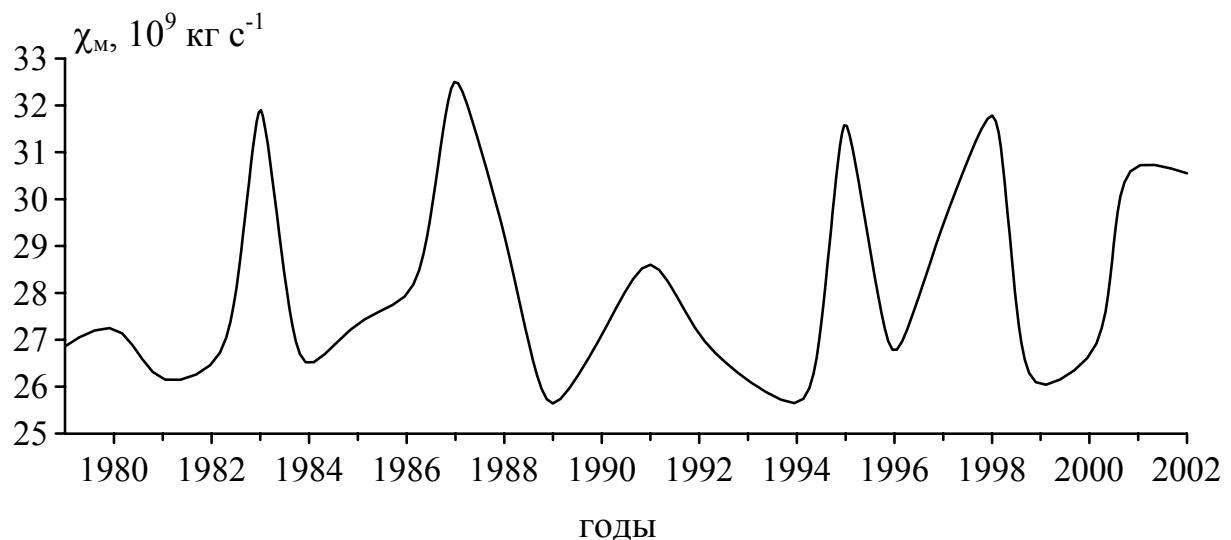


Рисунок 4.10 – Величины массовой функции тока на оси циркуляции Хэдли в январе по годам

1987 и 1989 гг. Здесь мы не будем детально рассматривать причины этих колебаний, однако обратим внимание, что в периоды максимальной интенсивности ячейки Хэдли в тропическом поясе наблюдается (почти всегда) уменьшение запасов вихревой кинетической энергии и наоборот, когда интенсивность мала, запасы K_E увеличиваются (рис. 4.11б). Аналогичная картина наблюдается и для запасов K_E в умеренных широтах (рис. 4.11а). Объяснить это можно, если вспомнить, что при максимальной интенсивности ячейки Хэдли в субтропическом струйном течении увеличивается скорость западного ветра, т.е. увеличиваются запасы среднезональной кинетической энергии. Последнее же не всегда является причиной больших запасов K_E .

Также, графики на рис. 4.11 подтверждают хорошо известный факт, что зимой запасы вихревой кинетической энергии в умеренных широтах больше (в нашем случае, приблизительно в два раза), чем в тропиках (см, также рис. 4.5), что также является подтверждением большей активности вихрей во внетропических широтах в сравнении с тропиками.

Для того чтобы проследить механизмы передачи энергии от ячейки Хэдли во внетропические широты, рассмотрим бюджеты вихревой кинетической энергии за 1987 и 1989 годы. В период с 1979 по 2002 годы в первый из них интенсивность циркуляции была наибольшей, потом уменьшилась и достигал минимума во второй (см. рис. 4.10).

Первое, что можно отметить, – приток вихревой кинетической энер-

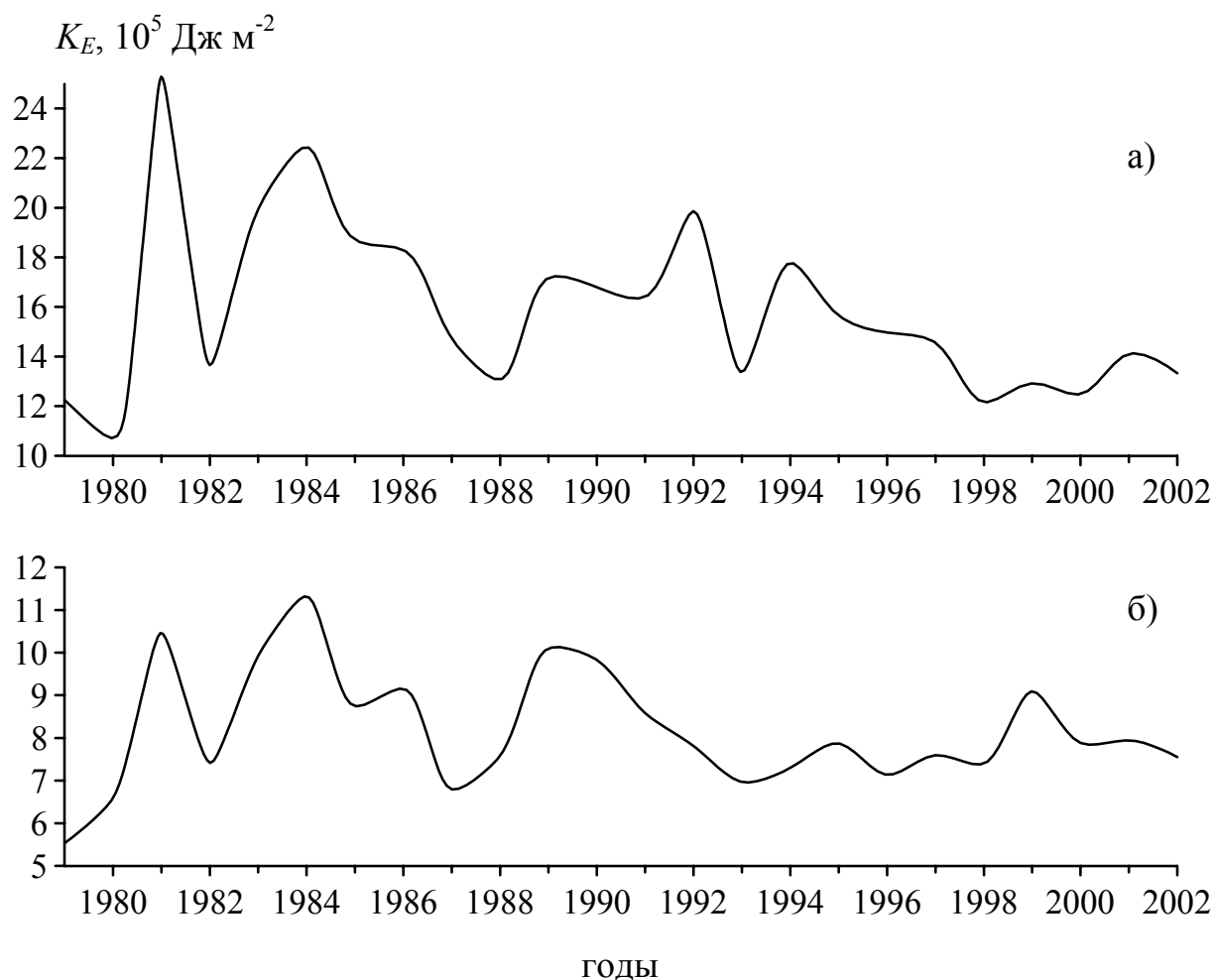


Рисунок 4.11 – Запасы вихревой кинетической энергии в январе в широтных поясах 30-60° с.ш. (а) и 0-30° с.ш. (б) по годам

энергии во всех рассмотренных случаях (рис. 4.12) за счет превращения из среднезональной кинетической и вихревой доступной потенциальной энергии, а также за счет потока K_E через южную границу широтного круга. Отток K_E осуществляется за счет диссипации и потока через северную границу. Отметим также, что согласно Пламу [3] поток K_E около 30° с.ш. направлен с юга на север и сверху вниз.

Для случая максимальной интенсивности ячейки Хэдли составляющие $C(K_Z \rightarrow K_E)$ и $C(P_E \rightarrow K_E)$ в тропиках (рис. 4.12а) не очень велики и почти половина сгенерированной энергии переходит в умеренные широты за счет потока через северную границу. К тому же, в широтном поясе 30-60° с.ш. (рис. 4.12б) отмечалась и на порядок больше генерация K_E , причиной чего можно считать усиление субтропического течения. Таким образом, хотя условия для поддержки внетропических вихрей при интенсивной ячейке Хэдли не очень благоприятны, но и в этом случае большая часть K_E

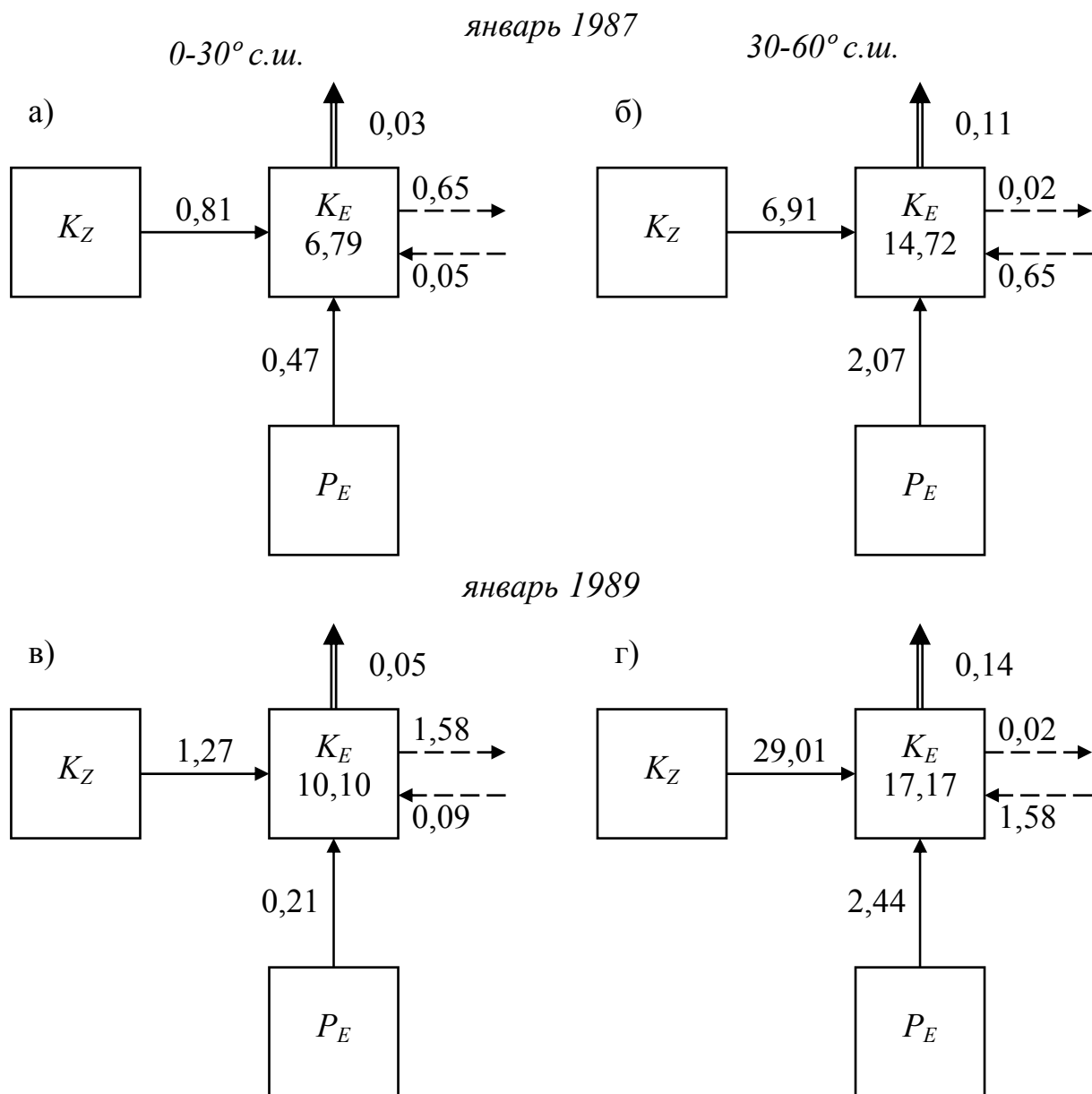


Рисунок 4.12 – Бюджет вихревой кинетической энергии в тропиках и умеренных широтах Северного полушария ($K_E - 10^5$ Дж м⁻², составляющие баланса – Вт м⁻²). Сплошная стрелка – превращение энергии, пунктирная – поток (верхнее значение – через северную границу, нижнее – через южную), двойная – диссипация

передается севернее, а сама K_E увеличивается как в тропиках, так и в средних широтах.

Когда циркуляция Хэдли менее интенсивна, то почти вся вихревая кинетическая энергия, которая сгенерировалась в ней, передается в умеренные широты, а баланс энергии в тропиках становится отрицательным (рис. 4.12в). В средних широтах (рис. 4.12г) наблюдается значительное превра-

щение $C(K_Z \rightarrow K_E)$, которое почти в пять раз больше аналогичной величины для предыдущего случая. Скорее всего, этот процесс обусловлен внутренними особенностями умеренных широт.

Представленный в этом параграфе анализ бюджетов вихревой кинетической энергии показывает, что влияние ячейки Хэдли на вихревую энергетику внетропических широт проявляется, прежде всего, в передаче части, а иногда и всей, сгенерированной энергии из тропиков на север. Причем, в случае слабой интенсивности меридиональной циркуляции может не остаться резервов для увеличения K_E в самих тропиках.

Если же ячейка Хэдли является интенсивной, превращение среднезональной кинетической энергии в вихревую меньше (особенно в умеренных широтах), чем для случая слабой интенсивности тропической меридиональной циркуляции. Однако в первом случае это превращение можно связывать с интенсивным субтропическим струйным течением.

ГЛАВА 5 РАЗЛОЖЕНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ЭНЕРГИИ ПО СПЕКТРУ ДВИЖЕНИЙ

Состояние атмосферы (в частности, ее энергетика) может быть описано с помощью значений функций в узлах пространственных координат или посредством гармонических коэффициентов. У пространственно локализованных структур гармонические коэффициенты медленно затухают; коэффициенты определяют глобальные масштабы, но индивидуально не устанавливают местоположение структур.

Начиная с работ Солцмана [91, 92], применившего для анализа передачи энергии между волнами разложение Фурье, многие исследователи использовали этот метод для различных районов Земного шара при модельных расчетах и анализе данных наблюдений (см, например, [93-95]). Наверное, наиболее значимым результатом этих исследований является то, что изменение кинетической энергии в зависимости от волнового числа n подчиняется закону «минус третьей степени» [96]. Последнее согласуется классическими теориями двумерной и квази-геострофической турбулентности [97, 98]. Максимум превращения P_E в K_E расположен в диапазоне максимальной бароклиной неустойчивости с $n = 7$, что соответствует длине волны около 4000 км в умеренных широтах. Вин-Нильсен, экспериментируя с уравнением Бюргерса, показал [99], что если приложить достаточную дополнительную силу на $n = 7$, то можно получить закон «минус первой степени» для волн с $n < 7$. То есть, поток кинетической энергии направлен от малых волновых чисел к большим в диапазоне действия закона «минус третьей степени» и от малых к самым малым в диапазоне действия закона «минус первой степени». Так как атмосфера не находится в устойчивом состоянии, то для нее выполняются оба закона.

Применение для анализа спектральной энергетики разложения Фурье имеет некоторые недостатки, которые объясняются тем, что это разложение не позволяет описать в полной мере превращения энергии между баротропным и бароклиным режимами, а также определить конкретное положение взаимодействующих масштабов. Первый из этих недостатков можно устранить, используя трехмерные функции нормальных мод (3-D normal mode functions) [100], а второй, – применив вместо тригонометриче-

ский функций вейвлеты (wavelet) [101].

В этой главе как раз и будут сформулированы указанные выше три метода для описания передачи энергии от одного масштаба движения к другому.

5.1 Энергетика, основанная на разложении Фурье

Солцман получил следующее уравнение для бюджета вихревой кинетической энергии K_E :

$$\frac{\partial K_E}{\partial t} = B_{kh} + N_{kh} + B_{kv} + N_{kv} + M + C + D, \quad (5.1)$$

где

$$B_{kh} + N_{kh} + B_{kv} + N_{kv} = -\sec \varphi \frac{\partial(\overline{vK_E \cos \varphi})}{\partial \varphi} - \frac{\partial \overline{\tau K_E}}{\partial p}, \quad (5.2)$$

$$M = -\overline{u'v'} \cos \varphi \frac{\partial(\overline{u \sec \varphi})}{\partial \varphi} - \overline{v'v'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial \varphi} - \overline{u'\tau'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial p} - \overline{v'\tau'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial p} + \overline{u'u'} \tan \varphi \overline{v}, \quad (5.3)$$

$$C + D = -\sec \varphi \overline{u' \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda}} - \overline{v' \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi}} - \overline{u'L'_\lambda} - \overline{v'L'_\varphi}. \quad (5.4)$$

Члены (5.2) представляют горизонтальную и вертикальную дивергенции K_E , которые стремятся к нулю при интегрировании по закрытой области. В отдельности,

$$B_{kh} = -\sec \varphi \frac{\partial(\overline{vK_E \cos \varphi})}{\partial \varphi}$$

– горизонтальный перенос КЭ вследствие среднего меридионального потока \overline{v} ;

$$N_{kh} = -\sec \varphi \frac{\partial(\overline{v'K_E \cos \varphi})}{\partial \varphi}$$

– горизонтальный перенос КЭ вследствие вихревого меридионального потока v' ;

$$B_{kv} = -\frac{\partial(\bar{\tau}K_E)}{\partial p}$$

– вертикальный перенос КЭ вследствие среднего вертикального потока $\bar{\tau}$;

$$N_{kv} = -\frac{\overline{\partial\tau'K_E}}{\partial p}$$

– вертикальный перенос КЭ вследствие вихревого вертикального потока τ' .

Члены (5.3) представляют перенос КЭ между средним потоком и всеми вихрями. Первые два слагаемых в (5.4)

$$C = -\overline{\sec\varphi u' \frac{\partial\phi'}{\partial\lambda}} - \overline{v' \frac{\partial\phi'}{\partial\varphi}}$$

определяют превращение между потенциальной и кинетической энергией, а последние два члена (5.4)

$$D = -\overline{u'L'_\lambda} - \overline{v'L'_\varphi}$$

– фрикционную диссипацию энергии.

Перед тем, как сформулировать уравнения энергии, приведем некоторые основы преобразования Фурье. Для более детального ознакомления, можно порекомендовать монографию Бойда [102].

Любая периодическая, кусочно-дифференцируемая функция $f(\lambda)$ может быть развернута в базис Фурье, как

$$f = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{f}_n F_n \quad (5.5)$$

или для случая, когда f является вещественным числом,

$$f = \bar{f} + \sum_{n=1}^{\infty} |\hat{f}_n| \cos(n\lambda + \arg \hat{f}_n). \quad (5.6)$$

Коэффициент Фурье при волновом числе n (n – целое число) есть комплексная величина

$$\widehat{f}_n \equiv \overline{f F_{-n}}, \quad (5.7)$$

а базисными функциями Фурье являются

$$F_n(\lambda) = \exp(in\lambda), \quad i \equiv \sqrt{-1}, \quad (5.8)$$

и удовлетворяют условию ортонормальности

$$\overline{F_n F_{n'}} = \delta_{n+n'},$$

где

$$\delta_n \equiv (\pi n)^{-1} \sin \pi n = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 0, & n \neq 0. \end{cases} \quad (5.9)$$

Равенство Парсеваля предполагает, что

$$\overline{f'g'} = \sum_{n=1}^{\infty} (\widehat{f}_n \widehat{g}_{-n} + \widehat{f}_{-n} \widehat{g}_n) = 2 \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \widehat{f}_n \widehat{g}_{-n}.$$

На практике предел ∞ заменяется числом имеющихся значений функций.

Для того чтобы разложить вихревые процессы в (5.2)-(5.4) на вклады от атмосферных структур отдельных масштабов, Солцман [91] использовал ряды Фурье и получил

$$K_E = \sum_{n=1}^{\infty} K_{En}, \quad (5.10)$$

$$K_{En} = \widehat{u}_n \widehat{u}_{-n} + \widehat{v}_n \widehat{v}_{-n}, \quad (5.11)$$

а для уравнения бюджета КЭ

$$\frac{\partial K_{En}}{\partial t} = L_n^S + M_n + C_n + D_n, \quad (5.12)$$

где

$$\begin{aligned}
L_n^S \equiv & \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{\infty} \left\{ \sec \varphi \left[-in(\widehat{u}_m(\widehat{u}_{-n}\widehat{u}_{n-m} - \widehat{u}_n\widehat{u}_{-n-m}) + \widehat{v}_m(\widehat{v}_{-n}\widehat{v}_{n-m} - \widehat{v}_n\widehat{v}_{-n-m})) - \right. \right. \\
& - \widehat{u}_{-n} \frac{\partial(\widehat{u}_m\widehat{v}_{n-m} \cos \varphi)}{\partial \varphi} - \widehat{u}_n \frac{\partial(\widehat{u}_m\widehat{v}_{-n-m} \cos \varphi)}{\partial \varphi} - \\
& \left. - \widehat{v}_{-n} \frac{\partial(\widehat{v}_m\widehat{v}_{n-m} \cos \varphi)}{\partial \varphi} - \widehat{v}_n \frac{\partial(\widehat{v}_m\widehat{v}_{-n-m} \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right] - \\
& - \widehat{u}_{-n} \frac{\partial(\widehat{u}_m\widehat{\tau}_{n-m})}{\partial p} - \widehat{u}_n \frac{\partial(\widehat{u}_m\widehat{\tau}_{-n-m})}{\partial p} - \widehat{v}_{-n} \frac{\partial(\widehat{v}_m\widehat{\tau}_{n-m})}{\partial p} - \widehat{v}_n \frac{\partial(\widehat{v}_m\widehat{\tau}_{-n-m})}{\partial p} + \\
& \left. + \tan \varphi \left[\widehat{v}_m(\widehat{u}_{-n}\widehat{u}_{n-m} + \widehat{u}_n\widehat{u}_{-n-m}) - \widehat{u}_m(\widehat{v}_{-n}\widehat{u}_{n-m} + \widehat{v}_n\widehat{u}_{-n-m}) \right] \right\}
\end{aligned} \tag{5.13}$$

– перенос КЭ к волновому числу n от всех других ненулевых волновых чисел,

$$\begin{aligned}
M_n \equiv & -2 \operatorname{Re} \left[\widehat{u}_{-n}\widehat{v}_n \cos \varphi \frac{\partial(\bar{u} \sec \varphi)}{\partial \varphi} + \widehat{v}_{-n}\widehat{v}_n \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi} + \right. \\
& \left. + \widehat{u}_{-n}\widehat{\tau}_n \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \widehat{v}_{-n}\widehat{\tau}_n \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} - \tan \varphi \widehat{u}_{-n}\widehat{u}_n\bar{v} \right]
\end{aligned} \tag{5.14}$$

– перенос КЭ к волновому числу n от волнового числа 0,

$$C_n \equiv -2 \operatorname{Re} \left(\sec \varphi in \widehat{u}_{-n}\widehat{\phi}_n + \widehat{v}_{-n} \frac{\partial \widehat{\phi}_n}{\partial \varphi} \right) \tag{5.15}$$

– превращение и перенос потенциальной энергии к волновому числу n ,

$$D_n \equiv -2 \operatorname{Re}(\widehat{u}_{-n}\widehat{L}_{\lambda n} + \widehat{v}_{-n}\widehat{L}_{\varphi n}) \tag{5.16}$$

– фрикционная диссипация КЭ на волновом числе n .

Таким образом, уравнения (5.13)-(5.16) описывают балансовое уравнение (5.12) в спектральной форме. Конечно, эти формулировки не являются уникальными. Например, в работе Канамицу и др. [93] приведены несколько отличающиеся от приведенных выше уравнения. Однако физическая трактовка расчетов по этим уравнениям идентична у всех авторов.

Для иллюстрации рассмотрим спектр кинетической энергии для средней многолетней зимы в Северном полушарии и ограничимся разложением только до $n = 36$.

На рис. 5.1 приведен спектр кинетической энергии для зимнего периода в Северном полушарии. На этом рисунке применен логарифмический масштаб осей и 10^{-1} соответствует зональному потоку. Приблизительно до волнового числа $n = 6$ спектр подчиняется закону «минус первой степени», а для бóльших волновых чисел его поведение близко к закону «минус третьей степени».

На рис. 5.2 представлена диаграмма потоков энергии. На ней КЭ для волновых чисел 6-10 и 11-36 объединена. Первый диапазон представляет вихри синоптического масштаба, а второй – короткие волны. Как видно из этого рисунка, среднезональная кинетическая энергия (K_{E0}) увеличивается за счет потенциальной энергии ($C_0 = 2,56 \text{ Вт м}^{-2}$) и потока КЭ от меньших масштабов ($M_0 = 0,82 \text{ Вт м}^{-2}$) и уменьшается за счет фрикционной диссипации ($M_0 = 0,36 \text{ Вт м}^{-2}$). В целом же баланс K_{E0} положительный и достаточно большой. Аналогичный положительный баланс наблюдается для КЭ на волновых числах 1, 2 и 3; для всех остальных волновых чисел баланс КЭ отрицателен. При этом, за исключением $n = 4$, потенциальная энергия

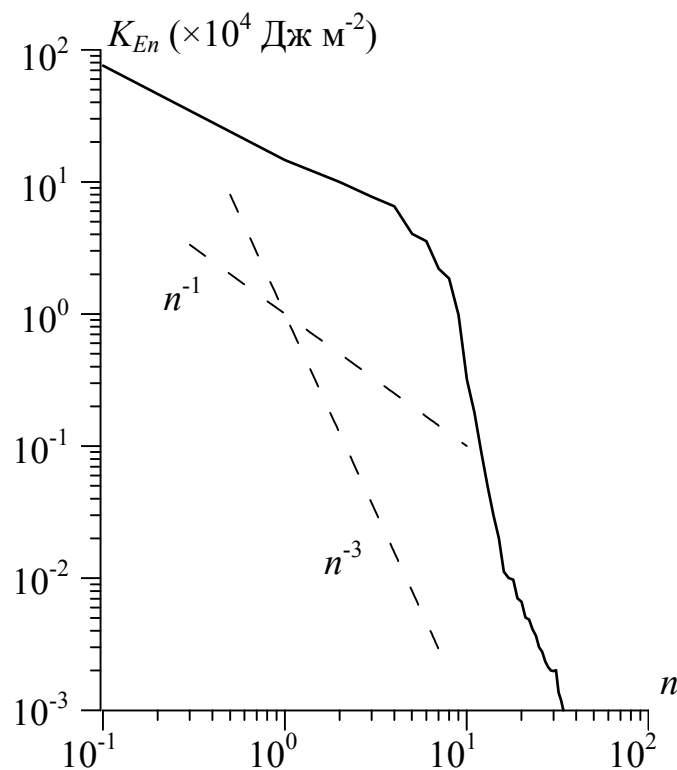


Рисунок 5.1 – Спектр КЭ для зимы в Северном полушарии

подпитывает кинетическую. По сути же, диаграмма на рис. 5.2 является хорошей иллюстрацией того, как кинетическая энергия переходит от мелко-масштабных движений к крупномасштабным. Этот процесс характерен для зимнего полушария. Хотя можно наблюдать и обратные процессы, связанные с развитием, например, блокирующих ситуаций [95].

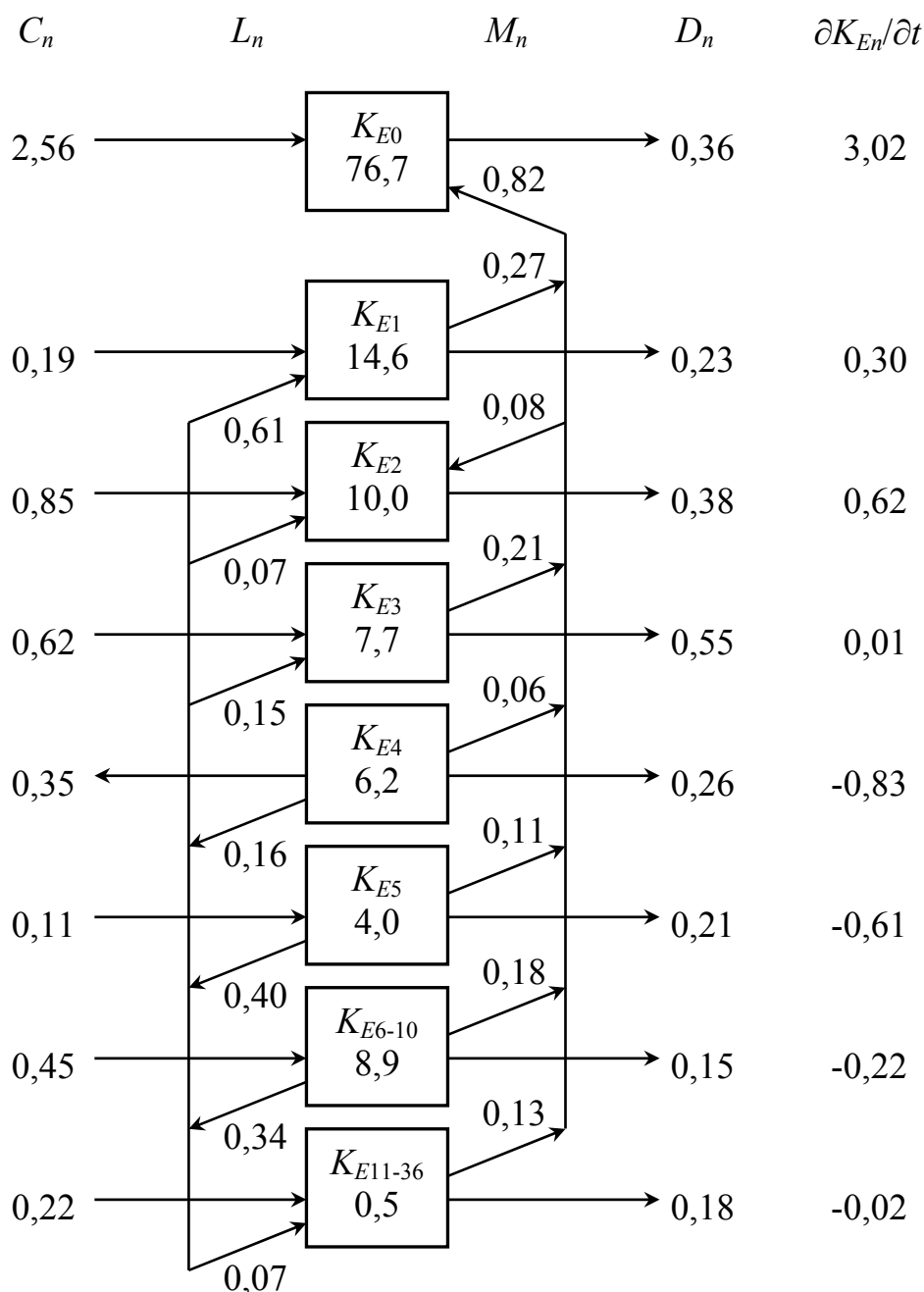


Рисунок 5.2 – Диаграмма потоков кинетической энергии для зимы в Северном полушарии ($K_E - 10^4$ Дж м⁻², превращения – Вт м⁻²)

5.2 Вейвлет-разложение атмосферной энергетики

В последние десятилетия прошедшего века образовалось новое научное направление, связанное с так называемым вейвлет-преобразованием. Можно без преувеличения сказать, что вейвлеты сделали революцию в теории и практике обработки нестационарных сигналов. Сейчас вейвлеты широко используются для распознавания образов; при обработке и синтезе различных сигналов, например речевых и медицинских; для изучения свойств турбулентных полей; для решения задач сжатия и обработки изображений и во многих других случаях.

Некоторые идеи теории вейвлетов частично были разработаны уже очень давно. Например, Хаар еще в 1910 году опубликовал полную ортонормальную систему базисных функций с локальной областью определения, которые сейчас имеют название вейвлетов Хаара. Однако, наверное первое упоминание про вейвлеты появилась в литературе по цифровой обработке и анализу геофизических сигналов (в частности, сейсмических) в работах, выполненных под руководством Гроссмана и Морле [103, 104]. На сегодняшний день библиография об использовании вейвлет-преобразования для анализа различных геофизических, в том числе и метеорологических, сигналов насчитывает очень большое количество публикаций. Из метеорологических работ по указанной тематике можно порекомендовать обзор Астафьевой [105] и статью Торренса и Вебстера [106], которые применили вейвлеты для анализа динамики Эль-Ниньо. Применение вейвлетов для анализа спектра атмосферной энергетики впервые предложила Фурнье [107].

В настоящей монографии очень коротко опишем теорию вейвлет-преобразования, а тем, кто хочет познакомиться с вейвлетами подробнее, порекомендуем монографию Добеши [108], которая недавно была опубликована на русском языке.

Вейвлет-преобразование одномерного сигнала состоит из его разложения по базису, сконструированному из обладающей определенными свойствами солитоноподобной функции (вейвлета) посредством масштабных изменений и переноса. Каждая из функций этого базиса характеризует как определенную пространственную (временную) частоту, так и ее локализацию в физическом пространстве (времени).

Таким образом, в отличие от традиционно применяемого для анализа сигналов преобразования Фурье, вейвлет-преобразование обеспечивает двумерную развертку исследуемого одномерного сигнала, при этом частота и координата рассматриваются как независимые переменные. В результате появляется возможность анализировать свойства сигнала одновременно в физическом (время, координата) и в частотном пространствах.

В литературе (особенно зарубежной) уже принято спектр Фурье называть *single spectrum* в отличие от спектра, полученного на основе коэффициентов вейвлет-преобразования, – *time-scale spectrum*, или *wavelet spectrum*.

Итак, любая периодическая, непрерывно или абсолютно интегрируемая функция $f(\lambda)$ может быть развернута в периодический ортонормальный вейвлет-базис как

$$f = \bar{f} + \sum_{j=0}^{\infty} f'_j. \quad (5.17)$$

Детализированные компоненты f'_j задаются посредством

$$f'_j \equiv \sum_{k=1}^{2^j} \bar{f}_{jk} W_{jk}, \quad (5.18)$$

а коэффициенты вейвлета –

$$\bar{f}_{jk} \equiv \overline{f W_{jk}} = \overline{\bar{f}} - \overline{W_{jk}}. \quad (5.19)$$

Периодические ортонормальные вейвлет-базисные функции, W_{jk} , удовлетворяют условиям ортонормальности

$$\overline{W_{jk} W_{j'k'}} = \delta_{j-j'} \delta_{k-k'}, \quad \overline{W_{jk}} = 0. \quad (5.20)$$

Тогда, равенство Парсеваля предполагает, что

$$\overline{f'g'} = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=1}^{2^j} \bar{f}_{jk} \bar{g}_{jk}. \quad (5.21)$$

Ортонормальные вейвлет-базисные функции $W_{jk}^{\text{вр}}$ на вещественной оси генерируются 2^j -изменения и $(k-1)$ -переноса [108]

$$W_{jk}^{\text{вр}}(q) \equiv 2^{j/2} W(2^j q - k + 1), \quad -\infty < q < \infty. \quad (5.22)$$

В настоящее время существует большое количество «материнских вейвлетов» W , которые генерируют такое представление. Здесь, определим W как

$$W(q) \equiv 2^{1/2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} w_l W^\perp(2q - l + 1), \quad (5.23)$$

где скейлинг-функция W^\perp является решением функционального уравнения изменения

$$W^\perp(q) \equiv 2^{1/2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} w_l^\perp W^\perp(2q - l + 1). \quad (5.24)$$

В конце концов, все определяется последовательностью фильтров w_l и

$$w_l^\perp \equiv (-1)^{l-1} w_{D+1-l}. \quad (5.25)$$

Для случая W, \perp указывает на то, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} W^\perp(q) W(q) dq = 0, \quad (5.26)$$

а для w , что $\overline{w^\perp w} = 0$.

Фактически существует один случай, для которого W^\perp и W могут быть выражены явно. Для $w = 2^{-1/2}(1, -1)$ решениями для (5.23) и (5.24) являются

$$W^\perp(q) = \begin{cases} 1, & -2^{-1} \leq q < 2^{-1} \\ 0, & \text{для остального} \end{cases} \quad (5.27)$$

$$W(q) = \begin{cases} -1, & -2^{-1} \leq q < 0 \\ 1, & 0 \leq q < 2^{-1} \\ 0, & \text{для остального} \end{cases} \quad (5.28)$$

Ортогональный базис, генерируемый этими решениями, был открыт Хааром в 1910 г [109].

Отметим, что решение Хаара имеет компактный носитель в q , является прерывным (первая производная существует не везде) и имеет нулевую среднюю $\overline{W} = 0$. Добеши обобщила решения, показав, что при определенных требованиях, налагаемых на последовательность w , существуют решения W^\perp , которые имеют компактный носитель в q , а их гладкость (приблизительно, наивысший порядок существующей производной) и число стремящихся к нулю моментов возрастают почти линейно с компактной длиной D [108]. Например, для вейвлета Добеши-14 (d14) существует только $D = 14$ ненулевых w_l . Этот вейвлет обеспечивает наиболее компактный базис с непрерывными вторыми производными.

Итак, преимущество вейвлет-формулировок над разложением Фурье сказывается в физической интерпретации полученных результатов. Также как и в случае Фурье, могут быть идентифицированы нелинейные взаимодействия между отдельными масштабами. Но, в случае вейвлетов также может быть получено частное расположение взаимодействующих масштабов, а это уже недоступно при преобразовании Фурье.

Преобразовав с помощью вейвлетов систему примитивных уравнений, Фурнье [107] получила следующие формулировки для спектрального разложения кинетической энергии:

$$K_{Ej,k} \equiv 2^{-1} (\tilde{u}_{j,k}^2 + \tilde{v}_{j,k}^2), \quad (5.29)$$

$$K_E = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{2^j} K_{Ej,k},$$

разложив вихревую кинетическую энергию на вклады от отдельных положений и масштабов, и для уравнения баланса этой энергии:

$$\frac{\partial K_{Ej,k}}{\partial t} = MK_{j,k} + C_{j,k} + D_{j,k} + TK_{j,k} + \sum_{a=h,v} \sum_{b=a,e,z} BK_{abj,k}, \quad (5.30)$$

где

$$\begin{aligned}
 MK_{j,k} \equiv & -\cos \varphi \tilde{u}_{j,k} \tilde{v}_{j,k} \frac{\partial(\bar{u} \sec \varphi)}{\partial \varphi} - \tilde{v}_{j,k} \tilde{v}_{j,k} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi} - \tilde{u}_{j,k} \tilde{\tau}_{j,k} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} - \\
 & - \tilde{v}_{j,k} \tilde{\tau}_{j,k} \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} + \tan \varphi \tilde{u}_{j,k} \tilde{u}_{j,k} \bar{v} - \sec \varphi \left(\tilde{u}_{j,k} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \lambda_{j,k}} + \tilde{v}_{j,k} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \lambda_{j,k}} \right) \bar{u}
 \end{aligned} \quad (5.31)$$

– перенос к масштабу j у положения k от зональной средней, $C_{j,k} \equiv -p^{-1} \tilde{\tau}_{j,k} \tilde{T}_{j,k}$ – превращение из доступной потенциальной энергии, $D_{j,k}$ – диссипация и

$$\begin{aligned}
 TK_{j,k} \equiv & -2^{-1} \left\{ \left[\sec \varphi \left(u' \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial u' u'}{\partial \lambda} \right) + v' u' \times_{\varphi} + \tau' u' \times_p - 2 \tan \varphi u' v' \right]_{j,k} \times \right. \\
 & \left. \times \tilde{u}_{j,k} + \left[\sec \varphi \left(u' \frac{\partial v'}{\partial \lambda} + \frac{\partial u' v'}{\partial \lambda} \right) + v' v' \times_{\varphi} + \tau' v' \times_p - 2 \tan \varphi u' u' \right]_{j,k} \tilde{v}_{j,k} \right\}.
 \end{aligned} \quad (5.32)$$

– вейвлет-функция переноса. В уравнении (5.32) $f \times_{\xi} \equiv f_{\xi} - \partial/\partial \xi$ – антисимметричный оператор адвекции. Наконец, перенос КЭ к масштабу j у положения k от всех других j' и k' ($BK_{j,k}$) определяется по табл. 5.1.

Вследствие своей «локальности» применение вейвлет-разложения для анализа спектральной энергетики может дать особенно интересные результаты при исследовании отдельных атмосферных процессов, например, блокирующих антициклонов или интенсивных антициклонов, и их взаимосвязи с окружением (см., например, [110]).

Таблица 5.1 – Слагаемое $BK_{j,k}$ в уравнении (5.30)

b	$a = h$	$a = v$
z	$-\sec \varphi \frac{\partial(\bar{v} K_{Ej,k} \cos \varphi)}{\partial \varphi}$	$-\frac{\partial(\bar{\tau} K_{Ej,k})}{\partial p}$
e	$-\frac{\sec \varphi}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\tilde{u}' \tilde{v}'_{j,k} \tilde{u}_{j,k} + \tilde{v}' \tilde{v}'_{j,k} \tilde{v}_{j,k})$	$-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial p} (\tilde{u}' \tilde{\tau}'_{j,k} \tilde{u}_{j,k} + \tilde{v}' \tilde{\tau}'_{j,k} \tilde{v}_{j,k})$
a	$-\sec \varphi \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} (\tilde{v}_{j,k} \tilde{\phi}_{j,k} \cos \varphi) + \tilde{u}_{j,k} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \lambda_{j,k}} + \tilde{\phi}_{j,k} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \lambda_{j,k}} \right]$	$-\frac{\partial}{\partial p} (\tilde{\tau}_{j,k} \tilde{\phi}_{j,k})$

5.3 Вейвлет-анализ многолетних колебаний вихревой кинетической энергии

В предыдущем параграфе была дана интерпретация спектральной энергетики с помощью вейвлет-разложения. Однако, это лишь один из многих случаев применения вейвлетов в метеорологии. Намного большее применение они нашли при анализе различных метеорологических сигналов: от феномена Эль-Ниньо [105, 106] до влияния солнечной активности на климат Земли [111, 112].

В этом параграфе применим вейвлет-разложение для идентификации связи между индексами Североатлантической осцилляции и запасами вихревой кинетической энергии в умеренных широтах и тропиках. Предшествующий анализ (см. §4.3, [113]) показал, что влияние NAO на запасы K_E во внетропических широтах нельзя считать полностью определенным. Преимуществом подхода на основе вейвлет-преобразования является то, что последний может показать не только взаимодействие, но и его изменения на разных временных масштабах, которые, как правило, скрыты сильным фоновым шумом в климатической системе.

Для описания различных метеорологических сигналов часто используется непрерывное вейвлет-преобразование. Здесь мы используем так называемое стационарное вейвлет-преобразование, так как оно имеет некоторые преимущества перед упомянутым выше. В частности, оно имеет намного лучше разрешение на больших временных масштабах, а также позволяет более непосредственно изолировать временные ряды главных компонентов (см., например, [114]).

Изменение и перенос материнского вейвлета $\psi(t)$ генерируют вейвлет $\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2}\psi(2^j t - k)$. Параметр изменения j контролирует величину вейвлета, а параметр переноса k – насколько вейвлет смещен вдоль оси t . Для правильно выбранного материнского вейвлета ряд $\{\psi_{j,k}\}_{j,k}$ обеспечивает ортогональный базис, а функция f , которая определена в пределах вещественных чисел, может быть разложена, как

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_{0k} \varphi_{0,k}(t) + \sum_{j=1}^J \sum_{k=-\infty}^{\infty} d_{j,k} \psi_{j,k}(t), \quad (5.33)$$

где максимальный масштаб J определяется количеством данных, $c_{0,k}$ – коэффициенты самой низкой частоты и $d_{j,k}$ дают информацию о динамике функции f , которая концентрируется на эффектах масштаба вблизи 2^j около момента времени $k \times 2^j$. Такое вейвлет-разложение функции почти точно отображает дискретное вейвлет-преобразование (ДВП) сигнала, который наблюдается в дискретные моменты времени.

На практике длина сигнала n имеет ограничения, например в нашем исследовании используются данные за конкретный период, то есть функция $f(t)$ в уравнении (5.33) является вектором $f = (f(t_1), \dots, f(t_n))$ с $t_i = i/n$ и $i = 1, \dots, n$. Тогда ДВП вектора f является обычным матричным произведением $d = Wf$, где d есть вектор $n \times 1$ коэффициентов дискретного вейвлета с целыми индексами, которые кратные 2; $d_{j,k}$ и W – ортогональные матрицы $n \times n$, которые связаны с базисом вейвлета. Вследствие вычислительных особенностей проще осуществить вейвлет-перобразование временного ряда с диадичной (показатель степени 2) длиной. В нашем случае длина ряда составляет 512 месяцев (с июля 1960 по февраль 2003 года).

Одной из проблем ДВП является отсутствие инварианта переноса, что может стать причиной феномена Гиббса при реконструкции функции [114]. Стационарное вейлет-перобразование (СВП) данных $(f(t_1), \dots, f(t_n))$ на равномерно размещенных точках $t_i = i/n$ определяется как серия всех ДВП, сформированных из n возможных сдвигов на величину i/n . То есть, в отличие от ДВП, существует 2^j коэффициентов на j -том уровне разрешения и n равномерно размещенных коэффициентов вейвлета в СВП на каждом уровне разрешения j : $d_{j,k} = n^{-1} \sum_{i=1}^n 2^{j/2} \psi[2^j(i/n - k/n)] y_i$, где $k = 0, \dots, n-1$. Это приводит к $\log_2(n)$ коэффициентам в каждой точке размещения. Непосредственным последствием этого является то, что СВП становится инвариантом переноса. Вследствие своей структуры СВП допускает лучшую частоту выборки на всех уровнях и, таким образом, обеспечивает лучшее средство для исследования и анализа изменения частоты базисного сигнала во времени. Преимущества СВП над ДВП для анализа временных рядов демонстрируются в работе Насона и др. [114].

Как и для области Фурье, важно определить мощность сигнала при заданном разрешении. Для этого используем эволюционный вейвлет-спектр, который определяет вклад в изменение процесса на масштабе j и времени k . Используя приведенное выше, можно легко построить любой

временной ряд в области вейвлета. Другой способ увидеть результат СВП заключается в представлении временной эволюции данных на заданном масштабе. Чтобы сделать это, нужно определить гладкий S_0 и детализированный D_j ($j = 1, \dots, J$) сигналы по формулам:

$$S_0(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_{0k} \varphi_{0,k}(t) \quad \text{и} \quad S_j(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} d_{jk} \psi_{j,k}(t). \quad (5.34)$$

Также, временное разложение D_j можно последовательно определить из

$$D_j(t) = S_j(t) - S_{j-1}(t). \quad (5.35)$$

Таким образом, высокочастотные осцилляции описываются, главным образом, компонентами D_j и D_{j-1} , а компоненты грубого масштаба S_0 , D_1 и D_2 соответствуют низкочастотным колебаниям сигнала.

В дальнейшем изложении в качестве материнского используем вейвлет Добеши 15-го порядка (db15). Отметим, что этот вейвлет является биортогональным и поддерживает дискретное вейвлет-преобразование. Высокий порядок выбран для более гладкого воспроизведения детализированных сигналов.

Итак, используя вейвлет-разложение, охарактеризуем главные составляющие изменчивости индексов Североатлантической осцилляции и вихревой кинетической энергии. Сначала приведем некоторые ведомости о долгосрочных временных колебаниях в атмосфере. Относительно вихревой кинетической энергии прежде всего можно отметить сезонные колебания с периодом 12 месяцев. Зимой величина запасов K_E (особенно севернее 30° с.ш.) увеличивается, а летом – уменьшается. Не нужно забывать и о феномене Эль-Ниньо, периодичность которого составляет от 3 до 7 лет, а влияние на атмосферные процессы по всему Земному шару хорошо известно. Последнее колебание, которое можно упомянуть, – это 11-летний солнечный цикл. Нужно отметить, что хотя на сегодняшний день нам не хватает знаний про то, как именно солнечные вариации превращаются через взаимодействие с атмосферой в изменения климата, такая связь отображается как для временной эволюции, та и для величины влияния [112].

Таким образом, долгопериодные временные изменения интенсивности атмосферных процессов определяются комплексом вкладов каждого из

отмеченных выше (и не упомянутых здесь) влияний. Поэтому, навряд ли можно, анализируя разложения только некоторых из них, или, как в нашем случае, даже производных этих процессов, выявить по всем детализированным компонентам стопроцентную согласованность сигналов. Даже для одного выбранного детализированного компонента полное совпадение для нескольких сигналов является маловероятным. Таким образом, необходимо применить количественный критерий для выбора наиболее информативных указанных компонентов. Здесь рассмотрим коэффициент корреляции для компонентов детализированного сигнала индексов Североатлантической осцилляции и запасов вихревой кинетической энергии (табл. 5.2).

Как показывает эта таблица, наибольшие коэффициенты корреляции $K_{E,уш} - K_{E,тр}$ отмечаются для D_7 , период которого составляет 1 год. Эти колебания связаны с сезонными изменениями, которые происходят в атмосфере при переходе от зимнего режима к летнему. Вполне очевидно, что такая высокая корреляция наблюдается для большей части метеорологических рядов с периодом 1 год. Наибольшие же коэффициенты корреляции между индексами NAO и запасами K_E отмечаются в низкочастотной части спектра ($D_1 \div D_4$). При этом, если для D_3 и D_4 наблюдается существенная связь между $K_{E,уш}$ и $K_{E,тр}$, то для других двух она имеет противоположный знак и не такая существенная, что обуславливает ситуацию, когда для компонентов D_1 и D_2 коэффициенты корреляции NAO – $K_{E,уш}$ и NAO – $K_{E,тр}$ имеют противоположные знаки. Таким образом, для дальнейшего рассмотрения возьмем детализированные компоненты D_3 и D_4 . Рассмотрение сигналов с длиной периода более 20 лет (как, например, у D_1 и D_2) в нашем случае не имеет смысла, так как длина всего рассматриваемого периода составляет немного более 42 лет.

На рис. 5.3 показан детализированный компонент D_4 , который интересен тем, что период колебаний этого сигнала составляет от 4 до 8 лет, а

Таблица 5.1 – Коэффициенты корреляции для компонентов детализированного сигнала

	Коэффициент корреляции								
	D_9	D_8	D_7	D_6	D_5	D_4	D_3	D_2	D_1
NAO – $K_{E,уш}$	0,156	0,177	0,216	0,122	0,308	0,533	0,640	0,802	0,860
NAO – $K_{E,тр}$	0,199	0,008	0,335	0,192	0,415	0,660	0,580	-0,812	-0,762
$K_{E,уш} - K_{E,тр}$	0,296	0,652	0,926	0,433	0,332	0,687	0,614	-0,339	-0,324

именно на такие длительности приходится максимум аномалий атмосферного давления в NAO, как показано да Костой и де Вердые [87], хотя нужно отметить, что в своих расчетах они использовали другой математический аппарат. Также рис. 5.3 подтверждает особенное преимущество вейвлет-разложения, а именно его гибкость в приспособлении к локальным изменениям периода NAO, который может изменяться в достаточно широких пределах. Так как вейвлеты содержат четкие максимумы и минимумы, они учитывают реальные оценки длины цикла.

Первое, что показывает рис. 5.3, – это большая согласованность между индексами NAO и запасами K_E с июля 1960 по январь 1990 г. Коэффициент корреляции для этого периода составляет 0,76 для NAO – $K_{E,уш}$ и 0,70 для NAO – $K_{E,тр}$ (для периода 01/90 – 02/03 эти коэффициенты – -0,05 и 0,58, соответственно). Также можно говорить о том, что при более резких изменениях индексов NAO происходят такие же существенные изменения запасов вихревой кинетической энергии. Вообще, то, что изменения фаз Североатлантической осцилляции и запасов K_E в тропиках происходят синхронно с периодом более 4 лет, является небольшим сюрпризом. Одна-

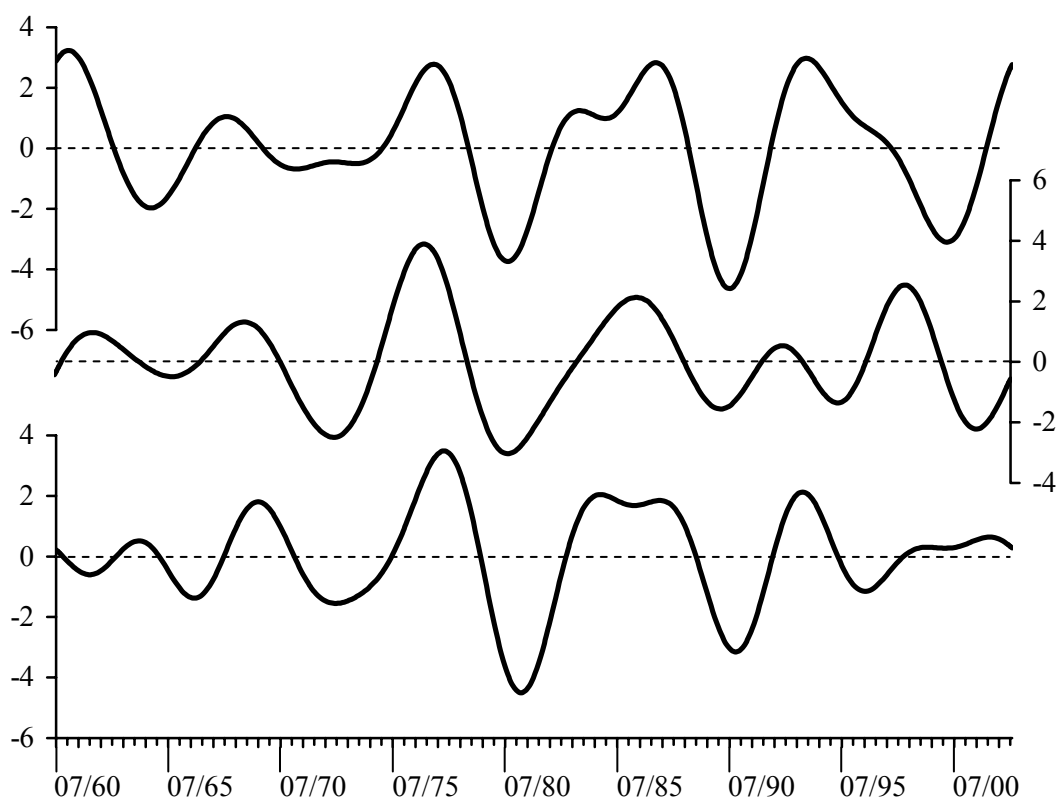


Рисунок 5.3 – Детализированный компонент D_4 для индексов NAO (верхняя панель) и запасов K_E в умеренных широтах (средняя панель) и в тропиках (нижняя панель)

ко здесь можно вспомнить, что периодичность Эль-Ниньо, как уже отмечалось выше, составляет от 3 до 7 лет, а коэффициент корреляции между индексами Североатлантической и Южной (которая определяет интенсивность Эль-Ниньо) осцилляций для периода с середины 60-х до середины 80-х годов прошлого века составляет 0,60, а после 1985 года до настоящего времени – 0,51. Таким образом, связь между изменениями индексов NAO и запасов K_E в умеренных и тропических широтах зависит от того, в фазе или противофазе с Североатлантической находится Южная осцилляция. В первом случае эта связь более существенна.

Теперь рассмотрим детализированный компонент D_3 (рис. 5.4). Во-первых, он характеризует доминирование на протяжении длинного периода времени положительной или отрицательной фазы NAO. Хорошо известно [85], что с середины 1950-х по 1979 год превалировала отрицательная фаза NAO. Зимой 1979-80 года произошел переход к позитивной фазе, которая продолжалась до зимы 1994-95 года. На протяжении этого 15-летнего интервала существенная отрицательная фаза наблюдалась только в 1984-86 годах. Далее, с ноября 1995 года снова произошел переход к отри-

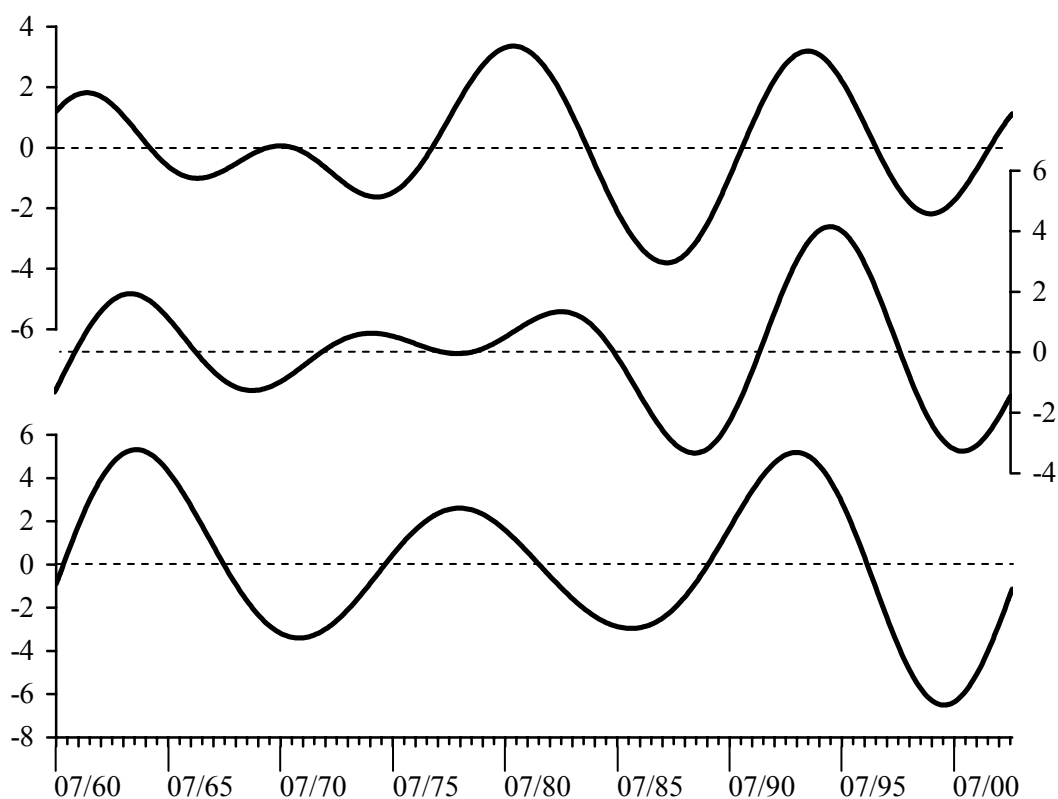


Рисунок 5.4 – Детализированный компонент D_3 для индексов NAO (верхняя панель) и запасов K_E в умеренных широтах (средняя панель) и в тропиках (нижняя панель)

цательной фазе. Все эти колебания хорошо отображены на рис. 5.4 (верхняя панель).

Во-вторых, в период продолжительной фазы NAO до января 1980 года коэффициенты корреляции NAO – $K_{E,уш}$ и NAO – $K_{E,тр}$ составляют 0,09 и 0,37, соответственно, тогда как для второй половины рассматриваемого периода эти коэффициенты составляют 0,76 и 0,68. То есть, когда фаза NAO имеет тенденцию к более резким изменениям, ее влияние на запасы вихревой кинетической энергии как в умеренных широтах, так и в тропиках, намного существеннее. Это можно объяснить тем, что в периоды, когда Североатлантическая осцилляция меняет свою фазу, перестройка барического поля охватывает большую часть внетропических широт, а также и тропиков, как это видно из рис. 5.4, Северного полушария, причем возникает значительная меридиональность воздушных потоков и, тем самым, увеличиваются запасы K_E . Отметим, что период D_3 для индексов NAO составляет от 9 до 13 лет, что в среднем дает приблизительно 11-летний цикл солнечных пятен. Однако зависимости между этими двумя сигналами выявлено не было.

Итак, преимуществом использования предложенного в этом параграфе метода является то, что с его помощью возможно изолировать коротко- и длиннопериодные компоненты, причем поддерживается достаточная гибкость для изменений длины цикла.

Используя вейвлет-разложение, которое основывается на стационарном вейвлет-преобразовании, выявлены некоторые первичные периодичности для индексов Североатлантической осцилляции, такие как 4-8-летняя, на которую приходится максимум аномалий атмосферного давления, а также природное изменение доминирующих фаз NAO. Анализ этих выявленных колебаний совместно с изменениями запасов вихревой кинетической энергии позволил получить следующие результаты.

1) Когда фазы Североатлантической и Южной осцилляций изменяются синхронно с периодом 4-8 лет, связь между изменениями индексов NAO и запасами K_E является существенной; когда же указанные осцилляции находятся в противофазе, то коэффициент корреляции для NAO – $K_{E,уш}$ становится несущественным, а для NAO – $K_{E,тр}$ – незначительно уменьшается. То есть можно говорить о влиянии на запасы вихревой кинетической энергии не только Североатлантической, но и Южной осцилляции.

2) Когда фаза NAO имеет тенденцию к резким изменениям, ее влия-

ние на запасы вихревой кинетической энергии как в умеренных, так и в тропических широтах, становится намного значительнее, чем для случая длительного доминирования одной фазы.

Таким образом, можно отметить, что использованный метод достаточно хорошо отображает известные физические закономерности динамики крупномасштабных атмосферных процессов и позволяет выявить их детализированные характеристики. Поэтому его применение в дальнейшем для аналогичных метеорологических сигналов является вполне оправданным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Энергетика – это исследование переноса энергии различных форм между полями, которые определяют состояние атмосферы.

Наверное, это самое обобщенное определение следует поместить именно в конце монографии, когда становится ясно, что разнообразность форм и способов передачи энергии определяет то множество методов для их численной оценки, небольшая часть которых приведена в представленной книге.

Особое внимание исследователей хотелось бы обратить на следующее. Во-первых, при выборе схемы энергетического цикла следует учитывать тот факт, что некоторые приведенные формулировки предназначены для оценки превращений энергии в глобальном масштабе и не применимы для отдельных частей Земного шара. Во-вторых, далеко не всегда самая простая схема является наиболее подходящей в конкретном случае. В-третьих, некоторые схемы, например преобразование Фурье, на сегодняшний день практически исчерпали свой потенциал для исследования атмосферной энергетики. И здесь следует упомянуть вейвлет-преобразование, которое является мощным и постоянно развивающимся исследовательским средством для анализа данных наблюдений.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы: Пер. с англ. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 259 с.
2. Lorenz E.N. Available potential energy and the maintenance of the general circulation // *Tellus*. – 1955. – Vol. 7. – P. 157-167.
3. Plumb R.A. A new look at the energy cycle // *J. Atmos. Sci.* – 1983. – Vol. 40. – P. 1669-1688
4. Hayashi Y. A modification of the atmospheric energy cycle // *J. Atmos. Sci.* – 1987. – Vol. 44. – P. 2006-2017.
5. Iwasaki T. Atmospheric energy cycle viewed from wave-mean-flow interaction and lagrangian mean circulation // *J. Atmos. Sci.* – 2001. – Vol. 58. – P. 3036-3052.
6. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Iredell M., Saha S., White G., Woollen J., Zhu Y., Chelliah M., Ebisuzaki W., Higgins W., Janowiak J., Mo K.C., Ropelewski C., Wang J., Leetmaa A., Reynolds R., Jenne R., Joseph D. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* – 1996. – Vol. 77. – P. 437-471.
7. Kistler R., Kalnay E., Collins W., Saha S., White G., Woollen J., Chelliah M., Ebisuzaki W., Kanamitsu M., Kousky V., van den Dool H., Jenne R., Fiorino M. The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: monthly means CD-ROM and documentation // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* – 2001. – Vol. 82. – P. 247-267.
8. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 295 с.
9. Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы: Пер. с англ. – Л.: Гидрометеиздат, 1973. – 615 с.
10. Витвицкий Г.Н. Зональность климата Земли – М.: Мысль, 1980. – 253 с.
11. Trenberth K.E., Stepaniak D.P., Caron J.M. Interannual variations in the atmospheric heat budget // *J. Geophys. Res.* – 2002. – Vol. 107. – P. 4-1 – 4-15.
12. Lacis A.A., Hansen J.E. A parameterization for the absorption of solar radiation in the Earth's atmosphere // *J. Atmos. Sci.* – 1974. – Vol. 31. – P. 118-133.
13. Porporato A., D'Odorico P., Ridolfi L., Rodriguez-Iturbe I. A spatial model for soil-atmosphere interaction: model construction and linear stability

analysis // *J. Hydrometeorol.* – 2000. – Vol. 1. – P. 61-74.

14. Zhao M. A theoretical analysis of the effects of surface heterogeneity on the fluxes between ground and air // *Meteorol. Atmos. Phys.* – 2002. – Vol. 79. – P. 47-56.

15. Trenberth K.E., Caron J.M., Stepaniak D.P. The atmospheric energy budget and implications for the surface fluxes and ocean heat transports // *Clim. Dyn.* – 2001. – Vol. 17. – P. 259-276.

16. Хохлов В.Н. Испарение и осадки над Северным полушарием // *Метеорологія, кліматологія та гідрологія.* – 2002. – Вип. 45. – С. 37-43.

17. Charney J.G. Dynamics of deserts and drought in the Sahel // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* – 1975. – Vol. 101. – P. 193-202.

18. Khokhlov V.N., Ivanov A.V. Spatial-time structure of precipitation over Northern Atlantic // *Proc. International Conf. on Quantitative Precipitation Forecasting.* – Reading (United Kingdom). – 2002. – Vol. 2. – P. 18.

19. Оорт А.Х. Балансовые соотношения в земной климатической системе // *Динамика климата: Пер. с англ. / Под ред. С. Манабе.* – Л.: Гидрометеиздат, 1988. – С. 91-113.

20. Климатология / О.А. Дроздов, В.А. Васильев, Н.В. Кобышева, А.Н. Раевский и др. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 568 с.

21. Shresta M.L. Interannual variation of summer monsoon rainfall over Nepal and its relation to Southern Oscillation Index // *Meteorol. Atmos. Phys.* – 2000. – Vol. 75. – P. 21-28.

22. Köstner B. Evaporation and transpiration from forests in Central Europe – relevance of patch-level studies for spatial scaling // *Meteorol. Atmos. Phys.* – 2001. – Vol. 76. – P. 69-82.

23. Gellens D. Trend and correlation analysis of *k*-day extreme precipitation over Belgium // *Theor. Appl. Climatol.* – 2000. – Vol. 66. – P. 117-129.

24. Пространственно-временное распределение осадков и испарения над Украиной // *Метеорологія, кліматологія та гідрологія.* – 2001. – Вип. 43. – С. 44-50.

25. Врублевская А.А., Гордейчук О.П., Миротворская Н.К. Статистическая оценка поля температуры воздуха и осадков с целью выделения климатически однородных регионов на территории Украины // *Метеорологія, кліматологія та гідрологія.* – 2001. – Вип. 44. – С. 3-9.

26. Oort A.H. The observed annual cycle in the meridional transport of atmosphere energy // *J. Atmos. Sci.* – 1971. – Vol. 28. – P. 325-339.

27. Iwasaki T. General circulation diagnosis in the pressure-isentrope hybrid vertical coordinate // *J. Meteor. Soc. Japan.* – 1992. – Vol. 70. – P.673-687.
28. Holopainen E. Statistical local effect of synoptic-scale transient eddies on the time-mean flow in the northern extratropics in winter // *J. Atmos. Sci.* – 1984. – Vol. 41. – P. 2505-2515.
29. Hou A.Y. Hadley circulation as a modulator of the extratropical climate // *J. Atmos. Sci.* – 1998. – Vol. 55. – P. 2437-2457.
30. Boer G.J., Sargent N.E. Vertically integrated budgets of mass and energy for the globe // *J. Atmos. Sci.* – 1985. – Vol. 42. – P. 1592-1613.
31. Khokhlov V.N. Atmospheric moisture fluxes of the Northern Hemisphere // *Environment of Siberia, the Far East and the Arctic / V.V. Zuev and Yu.P. Turov, Eds.* – Tomsk: IRCEPE, 2001. – P. 73-78.
32. Phillips N.A. The general circulation of the atmosphere: A numerical experiment // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* – 1956. – Vol. 82. – P. 123-164.
33. Peixoto J.P., Oort A.H. *Physics of Climate* – American Institute of Physics, 1992. – 520 p.
34. Rosen R.D. The axial momentum balance of the earth and its fluid envelope // *Surv. Geophys.* – 1993. – Vol. 14. – P. 1-29.
35. von Storch J.-S. The reddest atmospheric modes and the forcing of the spectra of these modes // *J. Atmos. Sci.* – 1999. – Vol. 56. – P. 1614-1626.
36. Kang I.-K., Lau K.-M. Principal modes of atmospheric circulation anomalies associated with global angular momentum fluctuations // *J. Atmos. Sci.* – 1994. – Vol. 51. – P. 1194-1205.
37. von Storch J.-S. Angular momenta of the Antarctic and the Arctic Oscillations // *J. Climate* – 2000. – Vol. 13. – P. 681-685.
38. Thompson D.W.J., Wallace M. Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability // *J. Climate* – 2000. – Vol. 13. – P. 1000-1016.
39. von Storch J.-S. How do friction and pressure torques affect the relative and Ω angular momenta of the atmosphere? // *J. Atmos. Sci.* – 2001. – Vol. 58. – P. 1995-1999.
40. Starr V.P. An essay on the general circulation of the atmosphere // *J. Meteorol.* – 1948. – Vol. 5. – P. 39-48.
41. Newton C.W. Mountain torques in the global angular momentum balance // *J. Atmos. Sci.* – 1971. – Vol. 28. – P. 623-628.
42. Глушков А.В., Амбросов С.В., Хохлов В.Н. Атмосферные волно-

воды, телеконнекция, ячейки Гадлея и баланс углового момента // *Метеорология, климатология и гидрология*. – 1999. – Вып. 38. – С. 42-46.

43. Glushkov A., Khokhlov V., Loboda N. Neutral networks & multifractal modelling the frustrated aquifer systems. “Underground” hydrology and global Earth angular momentum disbalance // *Proc. First Int. Conf. on Hydrology and Water Resources in Asia Pacific Region*. – Kyoto (Japan). – 2003. – P. 1057-1059.

44. Van Mieghem J. Energy conversions in the atmosphere on the scale of the general circulation // *Tellus*. – 1952. – Vol. 4. – P. 334-351.

45. Reed R.J., German K.E. A contribution to the problem of stratospheric diffusion by large-scale mixing // *Mon. Wea. Rev.* – 1965. – Vol. 93. P. 313-321.

46. Matsuno T. Lagrangian motion of air parcels in the presence of planetary waves // *Pure Appl. Geophys.* – 1980. – Vol. 118. – P. 189-216.

47. Andrews D.G., McIntyre M.E. Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen–Palm relation and mean-zonal acceleration // *J. Atmos. Sci.* – 1976. – Vol. 33. – P. 2031-2048.

48. Kanzawa H. Quasi-geostrophic energetics based on a transformed Eulerian equation with application to wave–zonal flow interaction problem // *J. Meteor. Soc. Japan*. – 1984. – Vol. 62. – P. 36-51.

49. Andrews D.G. A finite-amplitude Eliassen-Palm theorem in isentropic coordinates // *J. Atmos. Sci.* – 1983. – Vol. 40. – P. 1877-1883.

50. Tung K.-K. Nongeostrophic theory of zonally averaged circulation. Part I: Formulation // *J. Atmos. Sci.* – 1986. – Vol. 43. – P. 2600-2618.

51. Iwasaki T. A diagnostic formulation for wave–mean flow interactions and Lagrangian-mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes // *J. Meteor. Soc. Japan*. – 1989. – Vol. 67. – P. 293-312.

52. Iwasaki T. A set of zonal mean equations in a pressure-isentrope hybrid vertical coordinate // *J. Atmos. Sci.* – 1998. – Vol. 55. – P. 3000-3002.

53. Lorenz E.N. Energy and numerical weather prediction // *Tellus*. – 1960. – Vol. 12. – P. 364-373.

54. Dutton J.A., Johnson D.R. The theory of available potential energy and a variational approach to atmospheric energetics // *Adv. Geophys.* – 1967. – Vol. 12. – P. 333-436.

55. Johnson D.R. The available potential energy of storms // *J. Atmos. Sci.* – 1970. – Vol. 27. – P. 727-741.

56. Хохлов В.Н. Энергетический бюджет антициклонов в процессе

их розвитку // Метеорологія, кліматологія і гідрологія. – 1999. – Вип. 38. – С. 47-53.

57. Michaelides S.C. Limited area energetics of Genoa cyclogenesis // Mon. Wea. Rev. – 1987. – Vol. 115. – P. 13-26.

58. Mishra S.K., Rao V.B. The energetics of an tropospheric cyclonic vortex over north-east Brasil // Q. J. R. Meteorol. Soc. – 2001. – Vol. 127. – P. 2329-2351.

59. Гідродинамічні моделі прогнозу погоди і сіткові методи їх реалізації: Навчальний посібник / Ківганов А.Ф., Хоменко Г.В., Хохлов В.М., Бондаренко В.М. – Одеса: ТЕС, 2002. – 179 с.

60. Lindzen R.S. Wave-mean flow interactions in the upper atmosphere // Bound.-Layer Meteor. – 1973. – Vol. 4. – P. 327-343.

61. Plumb R.A. Eddy fluxes of conserved quantities by small-amplitude waves // J. Atmos. Sci. – 1979. – Vol. 36. – P. 1699-1704.

62. Haimberger L., Hantel M. Implementing convection into Lorenz's global cycle. Part I. Gridscale averaging of the energy equations // Tellus. – 2000. – Vol. 52A. – P. 66-74.

63. Тарнопольський А.Г. Фізика граничного шару атмосфери – Одеса: БАХВА. – 2001. – 151 с.

64. Haimberger L., Hantel M. Implementing convection into Lorenz's global cycle. Part II. A new estimate of the conversion rate into kinetic energy // Tellus. – 2000. – Vol. 52A. – P. 75-92.

65. McIntyre M.E. An introduction to the generalized Lagrangian-mean description of wave, mean-flow interaction // Pure Appl. Geophys. – 1980. – Vol. 118. – P. 152-176.

66. Andrews D.G., McIntyre M.E. An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow // J. Fluid Mech. – 1978. – Vol. 89. – P. 609-646.

67. Hayashi Y. Theoretical interpretation of the Eliassen-Palm diagnostics of wave-mean flow interaction. Part II. Effects of mean damping // J. Meteor. Soc. Japan. – 1985. – Vol. 63. – P. 513-521.

68. Stone P.H., Salustri G. Generalization of the quasi-geostrophic Eliassen-Palm flux to include eddy forcing of condensation heating // J. Atmos. Sci. – 1984. – Vol. 41. – P. 3527-3536.

69. Murgatroyd R.J., Singleton F. Possible meridional circulation in the stratosphere and mesosphere // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. – 1961. – Vol. 87. – P. 125-135.

70. Charney J.C., Draizin P.G. Propagation of planetary disturbances from the lower into the upper atmosphere // *J. Geophys. Res.* – 1961. – Vol. 66. – P. 83-109.
71. Edmon J.R. Jr., Hoskins B.J., McIntyre M.E. Eliassen-Palm cross sections for the troposphere // *J. Atmos. Sci.* – 1980. – Vol. 37. – P. 2600-2616.
72. Otto-Bliesner B.L. A global low-order spectral general circulation model. Part II: Diagnosis of the seasonal energetics // *J. Atmos. Sci.* – 1984. – Vol. 41. – No. 4. – P. 508-523.
73. Кивганов А.Ф., Хохлов В.Н. Параметризация подсеточных эффектов в уравнениях бюджета различных видов энергии // *Метеорология, климатология и гидрология.* – 1999. – Вып. 38. – С. 30-41.
74. Хохлов В.М. Параметризація вертикальної і горизонтальної дифузії в рівнянні бюджету кінетичної енергії // *Метеорологія, кліматологія та гідрологія.* – 2001. – Вип. 44. – С. 24-29.
75. Koshyk J.N., Hamilton K., Mahlman J.D. Simulation of the $k^{-5/3}$ mesoscale spectral regime in the GFDL SKYHI general circulation model // *Geophys. Res. Lett.* – 1999. – Vol. 26. – No. 7. – P. 843-846.
76. Description of the NCAR community climate model (CCM3): NCAR Technical Note NCAR/TN-420+STR / Kiehl J.T., Hack J.J., Bonan G.B., Boville B.A., Briegleb V.P., Williamson D.L., Rasch P.J. – Boulder, Colorado, 1996 – 158 p.
77. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment // *Mon. Weather Rev.* – 1963. – Vol. 91. – No. 1. – P. 98-164.
78. Хохлов В.М. Порівняльний аналіз розрахунку складових глобального циклу енергії у атмосфері // *Метеорологія, кліматологія та гідрологія.* – 2003. – Вип. 47. – С. 3-7.
79. Хохлов В.М. Запаси різних видів енергії в атмосфері північної півкулі // *Наук. Праці УкрНДГМІ.* – 2002. – Вип. 250. – С.
80. Khokhlov V.N. Zonal mean precipitation and evaporation over Northern Hemisphere // *Proc. Climate Conference 2001.* – Utrecht (Netherlands). – 2001. – P. 115-116.
81. Khokhlov V.N., Glushkov A.V. Spatial-time structure of the energy content over tropics // *Proc. 25th Conf. Hurricanes and Tropical Meteorology.* – San Diego (USA). – 2002. – P.428-429.
82. Хохлов В.Н., Мансарлийский В. Запасы энергии в нижней стра-

тосфере северного полушария // *Метеорологія, кліматологія та гідрологія*. – 2002. – Вип. 45. – С. 53-57.

83. Barnston A.G., Livezey R.E. Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns // *Mon. Wea. Rev.* – 1987. – Vol. 115. – P. 1083-1126.

84. Wallace J.M., Gutzler D.S. Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter // *Mon. Wea. Rev.* – 1981. – Vol. 109. – P. 784-812.

85. Hurrell J.W. Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: Regional temperatures and precipitation // *Science*. – 1995. – Vol. 269. – P. 676-679.

86. Stein O. The variability of Atlantic-European blocking as derived from long SLP time series // *Tellus*. – 2000. – Vol. 52A. – P. 225-236.

87. da Costa E.D., de Verdiere A.C. The 7.7-year North Atlantic Oscillation // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* – 2002. – Vol. 128. – P. 797-817.

88. Hurrell J.W., van Loon H. Decadal variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation // *Clim. Change*. – 1997. – Vol. 36. – P.301-326.

89. Manabe S., Wetherald R.T. On the distribution of climate change resulting from an increase in CO₂ content of the atmosphere // *J. Atmos. Sci.* – 1980. – Vol. 37. – P. 99-118.

90. Rind D., Rossow W.B. The effects of physical processes on the Hadley circulation // *J. Atmos. Sci.* – 1984. – Vol. 41. – P. 479-507.

91. Saltzman B. Equations governing the energetics of the larger scales of atmospheric turbulence in the domain of wave number // *J. Meteor.* – 1957. – Vol. 14. – P. 513-523.

92. Saltzman B. Large-scale atmospheric energetics in the wavenumber domain // *Rev. Geophys.* – 1970. – Vol. 8. – P. 289-302.

93. Kanamitsu M., Krishnamurti T.N., Depradine C. On scale interactions in the tropics during northern summer // *J. Atmos. Sci.* – 1972. – Vol. 29. – P. 698-706.

94. Frederiksen J. S. Scale selection and energy spectra of disturbances in Southern Hemisphere flows // *J. Atmos. Sci.* – 1981. – Vol. 38. – P. 2573-2584.

95. Kung E.C., Baker W.E. Spectral energetics of the observed and simulated Northern Hemisphere general circulation during blocking episode // *J. Atmos. Sci.* – 1986. – Vol.43. – P. 2792-2812.

96. Wiin-Nielsen A. On the annual variation and spectral distribution of atmospheric energy // *Tellus*. – 1967. – Vol. 19. – P. 540-559.
97. Kraichnan R. Inertial ranges in two-dimensional turbulence // *Phys Fluid*. – 1967. – Vol. 10. – P. 1417-1423.
98. Charney J.G. Geostrophic turbulence // *J. Atmos. Sci.* – 1971. – Vol. 28. – P. 1087-1095.
99. Wiin-Nielsen A. On the spectral distribution of kinetic energy in large-scale atmospheric flow // *Nonlin. Proc. Geophys.* – 1998. – Vol. 5. – P. 187-192.
100. Tanaka H.L., Kung E.C. Normal mode energetics of the general circulation during FGGE year // *J. Atmos. Sci.* – 1988. – Vol. 45. – P. 3723-3736.
101. Fournier A. Atmospheric energetics in the wavelet domain. Part I: Governing equations and interpretation for idealized flows // *J. Atmos. Sci.* – 2002. – Vol. 59. – P. 1182-1197.
102. Boyd J.P. Chebyshev and Fourier spectral methods. – DOVER Publ., 2000. – 670 p.
103. Morlet J., Arens G., Fourgeau E., Giard D. Wave propagation and sampling theory // *Geophysics*. – 1982. – Vol. 47. – P. 203-236.
104. Goupillaud P., Grossman A., Morlet J. Cycle-octave and related transforms in seismic signal analysis // *Geoexploration*. – 1984. – Vol. 23. – P. 85-102.
105. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // *Успехи физических наук*. – 1996. – Т. 166. – С. 1145-1170.
106. Torrence C., Webster P.J. Interdecadal changes in the ENSO-monsoon system // *J. Climate* – 1999. – Vol. 12. – P. 2679-2690.
107. Fournier A. Wavelet analysis of atmospheric blocking dynamics and energetics: Ph. D. Dissertation. – Yale University, 1998. – 269 p.
108. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам: Пер. с англ. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 464 с.
109. Haar A. Zur Theorie der orthogonalen Functionen-Systeme // *Math. Ann.* – 1910. – Vol. 69. – P. 331-371.
110. Fournier A. Atmospheric energetics in the wavelet domain. Part II: Time-averaged observed atmospheric blocking // *J. Atmos. Sci.* – 2003. – Vol. 60. – P. 319-338.
111. Fligge M., Solanki S., Beer J. Determination of solar cycle length variations using the continuous wavelet transform // *Astronomy and Astrophys-*

ics. – 1999. – Vol. 346. – P. 313-321.

112. Haigh J.D. Modelling the impact of solar variability on climate // J. Atmos. Solar Terr. Physics. – 1999. – Vol. 61. – P. 63-72.

113. Хохлов В.Н. Влияние Северо-Атлантического колебания на энергетику внетропических широт // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. – 2002. – Вип. 46. – С. 30-34

114. Nason G., von Sachs R., Kroisand G. Wavelet processes and adaptive estimation of the evolutionary wavelet spectrum // J. Royal Stat. Soc. – 2000. – Vol. B-62. – P. 271-292.