

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Л.Д.Гончарова, Е.М.Серга, Є.П.Шкільний

## **КЛІМАТ І ЗАГАЛЬНА ЦИРКУЛЯЦІЯ АТМОСФЕРИ**

Навчальний посібник

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України  
як навчальний посібник для студентів вищих  
навчальних закладів, які навчаються за напрямом  
“Гідрометеорологія”.

О д е с а  
“ТЭС” – 2005

**ББК 26.23**  
**Г 65**  
**УДК 551.58+551.513**

*Гриф надано Міністерством освіти і науки України (лист № \_\_\_\_\_ від \_\_\_\_\_.200\_\_р.).*

**Рецензенти:**

д.г.н., проф. О.В.Слісєєва,  
д.г.н., проф. О.О. Світличний

**Гончарова Л.Д. та ін.**

Клімат і загальна циркуляція атмосфери: Навчальний посібник  
/Гончарова Л.Д., Серга Е.М., Школьний Є.П.– Одеса: Вид-во “ТЭС”,  
2005. – 251 с.

ISBN

Навчальний посібник містить основні положення щодо поняття ролі кожного кліматоутворювального чинника у формуванні клімату, які забезпечують інтенсивність протікання процесів у системі атмосфера-океан-суходіл та знання яких дозволяють вірно пояснювати просторово-часові закономірності розподілення метеорологічних величин та їх характеристик, розуміти можливі зміни клімату при зміненнях кліматоутворювальних процесів та факторів. Основна увага приділяється загальній циркуляції атмосфери, яка є одним із основних кліматоутворювальних чинників.

**ББК 26.23**

ISBN

© Одеський державний  
екологічний університет, 2005

# ЗМІСТ

<b>ПЕРЕДМОВА</b> .....	6
<b>1 ЗАГАЛЬНІ УЯВЛЕННЯ ПРО КЛІМАТ</b> .....	8
1.1 Кліматична система та клімат.....	8
1.2 Кліматоутворювальні фактори.....	14
1.2.1 Поняття про кліматоутворювальні фактори.....	14
1.2.2 Астрономічні кліматоутворювальні фактори.....	16
1.2.3 Геофізичні кліматоутворювальні фактори.....	27
<b>2 СОНЯЧНА РАДІАЦІЯ ТА ЕНЕРГЕТИЧНІ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ ЛАНКАМИ КЛІМАТИЧНОЇ СИСТЕМИ</b> .....	36
2.1 Надходження сонячної радіації на верхню межу атмосфери. Трансформація сонячної радіації в атмосфері.....	36
2.2 Радіаційний баланс підстильної поверхні.....	37
2.3 Баланс тепла підстильної поверхні та кліматичної системи.....	39
<b>3 ПОНЯТТЯ ПРО ЗАГАЛЬНУ ЦИРКУЛЯЦІЮ АТМОСФЕРИ</b> .....	46
3.1 Характеристика загальної циркуляції атмосфери .....	46
3.2 Особливості математичного моделювання загальної циркуляції атмосфери.....	48
3.2.1 Рівняння моделі.....	48
3.2.2 Граничні умови та фізичні процеси.....	53
<b>4 ОСНОВНІ СКЛАДОВІ ЗАГАЛЬНОЇ ЦИРКУЛЯЦІЇ АТМОСФЕРИ</b> .....	62
4.1 Особливості глобального зонального переносу в атмосфері Землі .....	62
4.1.1 Осереднені системи повітряних течій у тропосфері та стратосфері.....	62
4.1.2 Збереження зональної циркуляції.....	73
4.1.3 Поля зонального і меридіонального переносу.....	78

4.1.4	Основні струминні течії тропосфери та стратосфери.....	102
4.1.5	Великомасштабні періодичності у системі зонального переносу.....	110
4.1.5.1	Загальна характеристика періодичних коливань складових швидкості вітру.....	113
4.1.5.2	Піврічні коливання швидкості вітру.....	116
4.1.5.3	Річні коливання у складових швидкості вітру.....	120
4.1.5.4	Особливості квазідворічних періодичностей в атмосфері Землі.....	126
4.1.5.5	Середньоперіодні та короткоперіодні коливання елементів загальної циркуляції атмосфери.....	128
4.1.6	Особливості міжширотних зв'язків між періодичними компонентами елементів загальної циркуляції атмосфери.....	133
4.2	Циркуляція атмосфери у тропічній зоні.....	134
4.2.1	Особливості поля тиску.....	134
4.2.2	Особливості циркуляції повітря у тропічній зоні....	140
4.2.3	Тропічні циклони.....	144
4.3	Мусонна циркуляція.....	149
4.3.1	Загальна характеристика мусонної циркуляції.....	149
4.3.2	Гідродинамічні аспекти мусонної циркуляції.....	151
4.3.3	Мусонні циркуляційні системи.....	156
4.3.3.1	Азіатсько-австралійський мусон.....	156
4.3.3.2	Африканський мусон.....	159
4.3.3.3	Американський мусон.....	161
4.4	Складові загальної циркуляції атмосфери синоптичного масштабу.....	163
4.4.1	Гідродинамічні аспекти утворення та еволюції синоптичних вихорів.....	163
4.4.2	Циклонічна діяльність, поле тиску та циркуляція повітря біля земної поверхні.....	169
4.5	Взаємодія у тропо-стратосфері.....	180
4.5.1	Рівняння задачі.....	180
4.5.2	Розв'язання рівняння взаємодії шарів атмосфери.....	184

## **5 ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАГАЛЬНОЇ ЦИРКУЛЯЦІЇ АТМОСФЕРИ.....188**

5.1	Рівняння балансу різних видів енергії.....	188
-----	--	-----

5.2	Енергетичні характеристики загальної циркуляції атмосфери.....	194
<b>6</b>	<b>ОСОБЛИВОСТІ ВЗАЄМОДІЇ АТМОСФЕРИ І ОКЕАНУ.....</b>	<b>201</b>
6.1	Характеристика циркуляції в океані.....	201
6.1.1	Загальні принципи гідродинамічного моделювання процесів в океані.....	201
6.1.2	Складові загальної циркуляції океану.....	205
6.1.2.1	Квазістаціонарні крупномасштабні течії в океані.....	205
6.1.2.2	Синоптичні вихори в океані.....	208
6.2	Особливості взаємодії атмосфери і океану.....	209
6.3	Кліматичні прояви процесів взаємодії між ланками кліматичної системи.....	217
	<b>ЛІТЕРАТУРА.....</b>	<b>224</b>
	<b>ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.....</b>	<b>232</b>
	<b>ДОДАТОК А.....</b>	<b>235</b>

## ПЕРЕДМОВА

Зараз вивчення клімату та загальної циркуляції атмосфери залишається однією з найважливіших проблем гідрометеорології.

Погодні умови тих чи інших територій цікавили людство ще з давніх часів. Але особливий інтерес до цієї проблеми виникнув у минулому столітті у зв'язку з потеплінням глобального клімату. Під *глобальним кліматом* розуміють статистичний режим системи атмосфера-океан-суходіл, який встановлюють за даними спостережень за тривалий інтервал часу. Всесвітня Метеорологічна Організація рекомендувала для визначення клімату 30-ти річний проміжок часу. Але при вивченні *палеоклімату*, тобто клімату геологічних епох, розглядаються інтервали у тисячі й мільйони років.

Глобальний клімат формується під впливом факторів, які мають назву *кліматотворювальних факторів*. Це зовнішні відносно системи атмосфера-океан-суходіл – астрономічні й геофізичні фактори, які визначають потік сонячної радіації, її розподіл й коливання на зовнішній межі системи атмосфера-океан-суходіл, гравітаційні впливи Сонця, Місяця й планет Сонячної системи. Друга група кліматотворювальних факторів називається внутрішніми, тому що вони визначають властивості компонентів системи атмосфера-океан-суходіл та особливості взаємодії між ними. Останні мають велике значення особливо для формування регіональних кліматів. Тому у цьому навчальному посібнику кліматотворювальним факторам приділяється велика увага.

Серед внутрішніх кліматотворювальних факторів слід виділити *загальну циркуляцію атмосфери*. З одного боку, особливості загальної циркуляції атмосфери характеризують стан атмосфери як одного зі складових кліматичної системи. З другого боку, циркуляція атмосфери у великій мірі чинить вплив на циркуляційні процеси в іншій компоненті кліматичної системи – океані. Ця взаємодія відіграє вирішальну роль у перерозподілі тепла, вологи, кількості руху у кліматичній системі й тим самим формує великомасштабні складові загальної циркуляції атмосфери, які у великій мірі визначають особливості формування регіональних кліматів. Тому фізичним процесам, під дією котрих ці гілки загальної циркуляції атмосфери виникають і розвиваються, у навчальному посібнику приділяється велика увага. Крім того, у ньому наводиться й досконалий опис їх характеру.

У цьому навчальному посібнику конкретні математичні моделі клімату не розглядаються. Це обумовлюється тим, що, по-перше, у цей час таких моделей – гідродинамічних і статистичних – безліч. Усі вони мають визначені позитивні якості й недоліки. Але якщо мати на увазі гідродинамічні моделі, то основні принципи їх побудови базуються на

гідродинамічних моделях циркуляції атмосфери й океану, які розглядаються у відповідних розділах навчального посібника.

При підготовці, запропонованого читачу, навчального посібника автори намагалися узагальнити багаторічний досвід проведення лекційних та семінарських занять, накопичений авторами та їх колегами в Одеському державному екологічному університеті.

Він складається з 6 розділів та додатків. Розділи 1, 2, 3, підрозділи 4.2, 4.3, 4.4 і 4.5, а також розділ 5 написані професором, доктором технічних наук Школьниким Є.П., розділ 6 підготував викладач університету Серга Е.М. Останні розділи і підрозділи, а також додатки навчального посібника підготовлені доцентом, кандидатом географічних наук Гончаровою Л.Д.

Автори вдячні співробітникам кафедри фізики атмосфери університету, а саме: Соломон О.В. та Маслакову О. В. за велику роботу по комп'ютерному набору й оформленню ілюстрацій книги та підготовці її до друку.

# 1 ЗАГАЛЬНІ УЯВЛЕННЯ ПРО КЛІМАТ

## 1.1 Кліматична система та клімат

Життя і діяльність як окремої людини, так і суспільства у цілому, протікає в оточуючому середовищі. Одним його компонентом є атмосфера. Стан атмосфери визначають комплексною характеристикою - погодою. Як відомо, *погодою* називають стан нижнього шару атмосфери (тропосфери) у визначеному географічному районі у певний термін часу. Цей стан характеризують комплексом метеорологічних величин, який залежить від потреб користувача. Наприклад, пересічну людину цікавить, головним чином, температура повітря, вологість повітря й опади. Для авіації погода характеризується кількістю, формою та висотою хмар, явищами погоди, дальністю видимості, напрямком і швидкістю вітру, атмосферним тиском та температурою повітря.

Виходячи з цього, *кліматом* можна назвати характерні для визначеного регіону сукупність і повторюваність умов погоди з їх сезонними змінами. Таке визначення клімату сформульоване відомим російським кліматологом Е.К. Федоровим.

При аналізі умов формування погоди і клімату таке визначення цих уявлень доцільно розширити. По-перше, ясно, що стан нижнього шару атмосфери залежить і від процесів, що відбуваються у її верхніх шарах. Отже, *погодою* краще називати миттєвий стан усієї товщі атмосфери. По-друге, наступні зміни погоди у деякій точці від її попереднього стану, тим більші, чим більшим є період наступного часу, який розглядається. Наприклад, при західному переносі повітря зі швидкістю 10 м/с (36 км/год або 864 км/добу) воно у помірних широтах обійде навколо земної кулі за один місяць. Отже, є сенс розглядати глобальну погоду, тобто миттєвий стан атмосфери у цілому. По-третє, за тривалий період часу атмосфера встигає провзаємодіяти з океаном та верхнім шаром суші, тобто обмінятися з ними значними кількостями імпульсу, тепла, вологи й інших субстанцій. Отже, на еволюцію атмосфери чинить вплив початковий їх стан. Таким чином, при аналізі довготермінових змін погоди і клімату необхідно розглядати всю атмосферу, океан та діяльний шар суші як взаємодіючі частини єдиної системи. Її називають системою атмосфера - океан - суша (АОС) або *кліматичною системою*. У деяких випадках до кліматичної системи відносять кріосферу і біосферу як окремі ланки кліматичної системи, хоча біосферу та кріосферу можна розглядати як частини суші та океану. Взаємодія усіх ланок єдиної кліматичної системи повністю визначає еволюцію цієї системи за часом.



Порівняємо роль різних частин кліматичної системи.

1. Маса атмосфери  $5,15 \cdot 10^{15}$  т. Загальна її теплоємність складає  $5,32 \cdot 10^{15}$  МДж/К.
2. Шар із сезонними коливаннями температури в океані у середньому має товщину 240 м. Його маса дорівнює  $8,7 \cdot 10^{16}$  т, а питома теплоємність -  $4,2 \cdot 10^3$  Дж/кг·К. Повна теплоємність цього шару складає  $36,45 \cdot 10^{16}$  МДж/К.
3. Діяльний шар суші має середню товщину 10 м. При густині  $2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> його маса складає  $3 \cdot 10^{15}$  т. Питома теплоємність дорівнює  $0,8 \cdot 10^3$  Дж/кг·К, що дає загальну теплоємність  $2,38 \cdot 10^{15}$  МДж/К.

Таким чином, у системі АОС відношення А:О:С по масах складає 1:16,4:0,55, а у теплоємностях - 1:68,5:0,45. Звідси видно, що і у механічному, і у тепловому відношеннях океан відіграє у системі АОС роль найбільш інерційної ланки, а атмосфера - найбільш рухливої. Швидкість вітру біля земної поверхні складає декілька м/с, у вільній атмосфері - декілька десятків м/с, у той час як середня швидкість океанічних течій дорівнює 3,5 см/с. Незважаючи на це, гідросферу теж треба розглядати як досить рухливе середовище зі складними циркуляційними особливостями. Окрім поверхневих океанічних течій у океані формуються вихори, що подібні до атмосферних баричних систем (циклонів і антициклонів), вихроподібні кільцеві структури ("*ринги*"), які мають діаметр до 100 км. Існують також підповерхневі течії і рухи вод на великих глибинах.

*Кріосфера*, як ланка кліматичної системи, складається із морських льодів, льодовикових льодів і снігового покриву. У сучасну епоху об'єм льоду у кріосфері Землі дорівнює  $24 \cdot 10^6$  км<sup>3</sup>. Льодовики, морські льоди і сніговий покрив займають у середньому 10% поверхні Землі, тобто  $59 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. Льодовики розподіляються по земній кулі нерівномірно. Загальна площа поверхні, що зайнята льодовиками, складає біля  $16 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. Основна маса їх розташовується на Антарктиді. Площа антарктичного льоду складає 90% площі всіх льодовиків земної поверхні. На Арктику приходить 8% площі льодовиків, а на гірські райони – 2%.

Великі простори земної кулі займають морські льоди. У середньому їх площа складає  $26 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. У залежності від сезону площа полів морського льоду зазнає значних коливань. Якщо улітку в акваторії Північного Льодовитого океану морський лід у середньому розташовується на площі біля  $8 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>, то узимку площа морських льодів збільшується до  $18 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. У південній півкулі навколо Антарктиди морські льоди улітку спостерігаються на площі біля  $2 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>. Узимку їх площа збільшується майже у 10 разів. Значно коливається протягом року й границя льодяних

полів. В окремі роки узимку в Атлантичному та Індійському секторах південної півкулі льоди можуть досягати 60-55<sup>0</sup> пд.ш.

Великі простори займає й сніговий покрив. Найбільша його площа спостерігається у північній півкулі узимку. У цю пору року він розповсюджується на значну частину Північної Америки та Євразії. Межа снігового покриву безперервно змінює своє положення, переміщуючись то на південь, то на північ. Особливо суттєві коливання снігового покриву відбуваються у північній півкулі на територіях з помірним вологим кліматом.

Порівняно з вже розглянутими ланками кліматичної системи, *літосфера* є найбільш консервативним компонентом. Основні фізичні характеристики її поверхневого шару, який називається *діяльним шаром*, змінюються повільно під дією таких процесів, як ґрунтоутворення, вітрова та водна ерозія ґрунтів, опустелювання, змінювання умов залісеності тощо. Однак, деякі властивості поверхні суші можуть змінюватися досить швидко. Наприклад, теплопровідність, відбиваюча здатність й інші характеристики суттєво змінюються із-за змінювання зволоженості ґрунту, а також при обробленні ґрунту в процесі сільськогосподарської діяльності.

Властивості *біосфери* як ланки кліматичної системи визначаються головним чином рослинністю. Розміри площ, зайнятих рослинністю, її види, періоди вегетації рослин у великій мірі впливають на умови поглинання радіації Сонця, тепло- і вологообміну з атмосферою, умови стоку й, таким чином, на вологообмін континенту з океаном. Межі рослинного покриву безперервно змінюються у процесі сільськогосподарського виробництва, а також, що є особливо важливим, у результаті вирубки тропічних лісів, яка відбувалася дуже інтенсивно у другій половині минулого століття. Це є у ряді випадків чинником опустелювання великих площ земної поверхні, як це спостерігається у деяких районах Африки і Азії.

Компоненти кліматичної системи знаходяться у стані складних нелінійних взаємодій з прямими й оберненими зв'язками. Приклади таких взаємодій неважко навести. Незважаючи на порівняно малу масу атмосфери, обмін кількістю руху її з океаном утворює більшу частину рухів вод Світового океану. З іншого боку, під дією океанічних течій втілюється міжширотний обмін теплом в океані. У процесі цього обміну із тропічних широт у високі переносяться маси теплої води. У холодну пору року тепло з водної поверхні під дією фізичних механізмів, які докладно будуть розглядатися пізніше, переноситься в атмосферу. Таким чином, океан відіграє значну роль у формуванні особливостей поля температури в атмосфері і, як наслідок, особливостей атмосферних циркуляційних процесів. Циркуляція повітря, у свою чергу, є механізмом перенесення тепла і вологи з поверхні океанів на континенти. У залежності від фізичного стану поверхні суші, інтенсивності атмосферної циркуляції,

властивості повітряних мас відбувається визначений обмін теплом, вологою і кількістю руху між атмосферною та континентом. Обмін вологою безпосередньо між сушею і океаном втілюється у формі стоку річок та льодовиків.

Складні взаємодії відбуваються між атмосферою, океаном і кріосферою. Морські льоди утворюються при замерзанні поверхневих шарів морської води, коли її температура досягає точки замерзання. Температура води у високих широтах знижується за рахунок витрат тепла при випромінюванні і за рахунок нерадіаційних потоків тепла в атмосферу. Протягом року морські льоди змінюють своє положення під дією океанічних течій і вітру, а також у процесі фазових переходів води. З іншого боку, від положення межі полів морського льоду залежать меридіональні контрасти температури повітря і, як наслідок, формування особливостей циркуляції атмосфери. Великий вплив на стан кліматичної системи чинить антарктичний льодовиковий покрив. Він є своєрідним регулятором коливань клімату. При похолоданнях клімату розвиток льодового покриву обмежується оточуючим цей материк океаном, при потепліннях льодовики Антарктиди сприяють утриманню температури повітря поблизу деякого порогового значення, оскільки площа льодовиків і при їх таненні зберігається досить великою, не менше 10 млн. км<sup>2</sup>. Льодовики північної півкулі є більш рухомими.

Особливу роль у процесах взаємодії між ланками кліматичної системи відіграє хмарність. Поля хмар утворюються в результаті конденсації водяної пари в атмосфері під дією визначених циркуляційних процесів макро- і мезомасштабів. При цьому виділяється велика кількість тепла, яке суттєво впливає на температурний режим атмосфери і, як наслідок, на формування особливостей циркуляції повітря. З іншого боку, хмарність відбиває велику частину сонячної радіації, а частина, що залишається, переважно розсіюється. Деяка частина сонячної радіації поглинається хмарами. Останній ефект також дає визначений безпосередній внесок в формування поля температури в атмосфері. В результаті впливу хмарного покриву виникають неоднорідності у розподіленні кількості енергії, що поглинається підстильною поверхнею в районах Землі, де спостерігається різний режим хмарності. Це також є одним з механізмів формування особливостей загальної циркуляції атмосфери.

Рослинний світ у великій мірі визначає відбивальну здатність планети, приймає участь у процесах вологообміну, є основним джерелом кисню, регулює поряд з океаном концентрацію вуглекислоти в атмосфері й таким чином впливає на її температурний режим. Клімат у визначеній мірі залежить і від тваринного світу. Особлива роль належить людині. У результаті господарської діяльності змінюються властивості окремих ланок кліматичної системи і, як наслідок, стану системи у цілому.

Отже, ланки кліматичної системи знаходяться у дуже складному взаємозв'язку і обумовлюють одна одну. Існує припущення, що складність і неоднозначність зв'язків усередині кліматичної системи, постійна еволюція кліматичної системи, постійна еволюція її компонентів з різною інертністю є причиною багатьох кліматичних змінювань на планеті. Інакше кажучи, стан кліматичної системи визначається не тільки зовнішніми діями, але й складними взаємодіями між її ланками. Усі ці фактори обумовлюють неоднорідність клімату. У результаті чого при однакових зовнішніх умовах на Землі можуть існувати декілька типів клімату.

Кліматична система є глобальною. Її стан характеризується просторовими неоднорідностями з масштабами від глобальних (горизонтальний масштаб  $\sim 10$  км, вертикальний  $\sim 10$  км, об'єми  $\sim 10^3$  км) до мінімальних – порядку розмірів найдрібніших турбулентних неоднорідностей в атмосфері й океані та пор у ґрунті на суші. У мінімальному масштабі  $\sim 1$  мм у системі АОС утримується біля  $10^{27}$  однорідних мінімальних об'ємів. Якщо стан кожного з них характеризується, наприклад, десятьма величинами, то система АОС має  $10^{28}$  ступенів волі. Індивідуальне описування їх практично є неможливим. Тому неоднорідності полів, що розглядаються, розділяють на великомасштабні й мілкомасштабні. Перші з них описуються індивідуально, а другі - статистично.

Мілкомасштабні неоднорідності в атмосфері й океані утворюються високочастотними гідродинамічними процесами з періодами від секунди до хвилин (акустичні хвилі, турбулентність і гравітаційні хвилі на поверхні водних басейнів) і від хвилин до годин (внутрішні гравітаційні хвилі, конвекція, інерційні коливання). Їх статистичний режим визначається індивідуальним станом великомасштабних неоднорідностей у системі АОС і тому може бути параметризованим, тобто їх можна виразити через індивідуальні характеристики великомасштабних неоднорідностей.

Стан системи АОС або кліматичної системи, змінюється за часом. У цих змінюваннях мають місце, по-перше, складові з чітко визначеними періодами і добові коливання, що обумовлюються добовими змінюваннями інсоляції внаслідок обертання Землі, припливні коливання, що спричиняються гравітаційними впливами Місяця і Сонця на Землю та сезонні коливання, які є наслідком обертання Землі навколо Сонця у площині екліптики. По-друге, у змінюваннях стану кліматичної системи велике значення мають досить інтенсивні нерегулярні складові. До них відносяться синоптичні коливання, що характеризуються хвилями Россбі-Блинової (в атмосфері з масштабами порядку  $10^3$  км і періодами декілька діб, в океані - з масштабами порядку  $10^2$  км і періодами декілька тижнів), глобальні коливання з періодами від тижня до декілька місяців та міжрічні

коливання з найбільшою інтенсивністю в області періодів 2-5-ти років (у тому числі 2-річний ритм коливань зональної течії в екваторіальній стратосфері, квазідворічне явище Ель-Ніньо у східній частині Тихого океану, 3-5-річне автоколивання північної гілки Гольфстріму, переміщення теплових аномалій по гігантських океанічних кругообігах, а також процеси, що обумовлюються міжрічними змінами альbedo і радіаційного балансу Землі. Довгоперіодні коливання у системі АОС з періодами в десятки років (внутрішньовікові) та сотні років (міжвікові) у середньому значно менші за інтенсивністю, ніж короткохвильові, але вони можуть визивати зацікавленість (наприклад, малий льодовиковий період XVII-XIX століть й потепління першої половини XX століття).

Довгоперіодні коливання з періодами тисячі років (перехід від льодовикових до безльодовикових умов) і з періодами десятки тисяч років (чергування льодовикових періодів) знову є досить інтенсивними.

Для багатьох видів діяльності людей і суспільства у цілому треба знати не індивідуальні стани кліматичної системи, а їх статистику, тобто границі змінювань та повторюваності за тривалий проміжок часу. Для забезпечення стійкості цих характеристик станів кліматичної системи, тобто малості їх залежності від конкретного вибору зазначеного довгого проміжку часу, його тривалість треба вибирати з інтервалу періодів, у якому спектри коливань мають мінімум. Як показали дослідження, це періоди від 20 до 1000 років. Зручно брати короткоперіодну частину цього інтервалу, тобто область періодів у декілька десятиріч. Таким чином, приходимо до такого визначення глобального клімату.

*Кліматом* називається статистичний ансамбль станів, що проходить кліматична система за періоди часу у декілька десятиріч.

Під *статистичним ансамблем* розуміється множина елементів  $A$  з імовірнісною мірою  $P(A)$ , яка визначає для кожної вимірної множини  $A$  її ймовірність

Оскільки стани кліматичної системи є багатокomпонентні випадкові поля, *математично клімат* визначається як багатокomпонентне випадкове поле. Його повним описом було б визначення всіх скінченномірних розподілів ймовірностей для значень компоненти цього поля на всіляких скінченних множинах точок простору. Але такий повний опис є практично неможливим. Тому часто обмежуються вивченням моментів розподілів, тобто кліматичних середніх, дисперсій, третіх, четвертих основних моментів, кореляцій та деяких функцій від них.

Оскільки кліматична система є глобальною, то клімат, тобто одноточкові розподіли ймовірностей у фіксованих точках простору, суть проявлення глобального клімату, але повна сукупність локальних кліматів на всіх точках простору ще не утворює глобальний клімат, оскільки вона не утримує багатоточкових розподілів ймовірностей.

## 1.2 Кліматоутворювальні фактори

### 1.2.1 *Поняття про кліматоутворювальні фактори*

Фізичні механізми, що визначають зовнішні впливи на кліматичну систему, а також основні взаємодії між ланками кліматичної системи називають *кліматотворювальними факторами*. Ці фактори можна поділити на три групи.

Перша група – це зовнішні астрономічні фактори. До них відносяться світність Сонця, положення і рух Землі у Сонячній системі, нахил її осі обертання до площини орбіти та форма орбіти, швидкість обертання навколо Сонця. Ці фактори визначають впливи на Землю з боку інших тіл Сонячної системи, тобто гравітаційні впливи Сонця, Місяця і планет, утворюючих як припливи, так і коливання орбітальних характеристик й власного обертання, а тому й коливання у розподіленні інсоляції на зовнішній межі атмосфери.

До другої групи відносяться зовнішні (по відношенню до кліматичної системи) геофізичні фактори. Це розмір і маса Землі, швидкість її обертання навколо осі, власні гравітаційне й магнітне поля, внутрішні джерела теплоти (геотермічні потоки теплоти й вулканізм).

Третю групу факторів складають властивості гілок кліматичної системи: маса і склад атмосфери, у тому числі основні складові її гази й змінні термодинамічно активні домішки, особливості підстильної поверхні, у тому числі географічний розподіл континентів та океанів, рельєф суші, рельєф дна океанів, маса й склад Світового океану, структура діяльного шару суші.

Невідомо, чи визначається клімат усіма цими факторами однозначно, чи при одних й тих же фіксованих значеннях кліматоутворювальних факторів із-за невеликих різниць у початкових станах кліматичної системи можуть формуватися різні клімати. Ці сумніви виникають головним чином із-за кліматів плейстоцена, коли всі кліматоутворювальні фактори, як здається на перший погляд, не змінювалися, а кліматична система знаходилася протягом десятків тисячоліть то у льодовиковому, то у безльодовиковому режимах.

Відомо, що деякі динамічні системи мають такі властивості, що траєкторія, яка визначає їх еволюцію, за часом проходить по всіх точках фазового простору (*фазовим* називається *простір*, точки якого затримують можливі стани системи). Такі системи називаються *ергодичними* або *транзитивними*. Отже для таких систем статистика станів, які проходяться системою за нескінченно великий час, визначається імовірною мірою на усьому фазовому просторі. У *неергодичних* або *інтранзитивних* динамічних системах, навпаки, фазові траєкторії, що виходять із різних

початкових точок, обходять різні множини точок у фазовому просторі. Це означає, що статистики станів, що проходить система за нескінченно великий час при різних початкових станах можуть бути різними. Е. Лоренц висловив припущення, що кліматична система є майже інтранзитивною, тобто її фазовий простір розпадається на ряд множин  $A_i$  з визначеними імовірносними мірами  $P_i(A)$ ,  $A \subset A_i$ , а фазові траєкторії цієї системи можуть тривалий, але скінченний час, перебувати у кожному з цих множин, відтворюючи відповідний клімат й зрідка переходити з однієї з цих множин у іншу.

Прикладом майже інтранзитивної динамічної системи є стан ідеалізованої нестационарної тримодової роликової конвекції у рідині, де безрозмірні функції течії  $\psi$  і відхилення температури від лінійного вертикального профілю  $\nu$  в площині  $(x, y)$  мають вигляд:

$$\psi = X\sqrt{2} \sin \frac{k_1 x}{H} \sin \frac{\pi z}{H}, \quad (1.1)$$

$$\nu = Y\sqrt{2} \cos \frac{k_1 x}{H} \sin \frac{\pi z}{H} - Z \sin \frac{2\pi z}{H}, \quad (1.2)$$

а залежність амплітуд  $X, Y, Z$  від часу  $t$  описується рівняннями:

$$\frac{dX}{dt} = -\sigma X + \sigma Y, \quad (1.3)$$

$$\frac{dY}{dt} = rX - Y - XZ, \quad (1.4)$$

$$\frac{dZ}{dt} = -bZ + XY, \quad (1.5)$$

де  $\sigma, r, b$  – числові коефіцієнти ( $\sigma$  – число Прандтля,  $r$  – відношення числа Релея до його критичного значення, при якому починається роликова конвекція).

При великих числах Прандтля  $\sigma = b + 1$  і Релея  $r > r_{кр} = \sigma(\sigma + b + 3)(\sigma - b - 1)^{-1}$  у фазовому просторі  $(x, y, z)$  системи рівнянь (1.3)-(1.5) мають три стаціонарні точки  $O(0,0,0)$ ;  $C = (\sqrt{br-b}; \sqrt{br-b}; r-1)$  і  $C'(-\sqrt{br-b}; -\sqrt{br-b}; r-1)$ . Е.Лоренц інтегрував диференціальні рівняння (1.3) - (1.5) чисельно при  $b = 8/3$ ;  $\sigma = 10$  (при цьому  $r_{кр} \approx 24,74$  і  $r = 28$ ). Виявилось, що кожна траєкторія у фазовому просторі у той чи інший момент часу приходить до околу однієї з точок  $C$  або  $C'$ , окреслює декілька петель, що розкручуються навколо неї і, відходячи від неї на достатньо велику відстань, переходить до околу

другої з цих точок і т. д. При цьому послідовність цих переходів має нерегулярний вид і в значній мірі залежить від початкових даних. Е. Лоренц висловив припущення, що траєкторії у цьому процесі наближаються до деякої граничної множини у фазовому просторі, тобто до так званого дивного атрактора. У цьому випадку він являє собою двовимірну нескінченнолисту поверхню, перетин якої з деякою прямою є канторовою множиною точок (ніде не щільна замкнена множина без ізольованих точок).

### 1.2.2 Астрономічні кліматоутворювальні фактори

Як вже зазначалося, астрономічні кліматоутворювальні фактори визначають впливи на Землю з боку інших планет Сонячної системи, а також центрального небесного тіла системи - Сонця, що приводить до змінювання характеристик орбітального руху Землі як планети, і, як наслідок, до коливання у розподіленні інсоляції на зовнішній межі атмосфери.

Нагадаємо, що інтенсивність сонячної радіації на верхній межі атмосфери заведено характеризувати сонячною сталою  $I_0^*$ . Сонячна стала – це кількість сонячної радіації, яка надходить на верхню межу атмосфери за одиницю часу до одиничної площадки, перпендикулярної до сонячних променів при середній відстані між Сонцем і Землею. Ця середня відстань дорівнює 149,5 млн. км у той час, коли найбільша відстань (Земля в афелії своєї орбіти) – 152 млн. км, а найменша (перигелій орбіти Землі) – 147 млн. км. За рекомендацією Міжнародної комісії з радіації стандартним значенням сонячної сталої визначено  $I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2$ . Інтенсивність сонячної радіації, що надходить на одиничну горизонтальну площадку на верхній межі атмосфери за одиницю часу називають *інсоляцією*.

Як відомо,

$$I = \frac{I_0^*}{R^2} \sin h_{\square} , \quad (1.6)$$

де  $h_{\square}$  – кутова висота Сонця, а  $R = \frac{r}{r_0}$  ( $r$  – поточна відстань від Землі до Сонця, а  $r_0$  – її середнє значення).

Кутова висота Сонця залежить від географічної широти  $\varphi$ , пори року, яка виражається через схилення Сонця  $\delta$ , і часу доби  $\psi$ , а саме

$$\sin h_{\square} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi . \quad (1.7)$$

Часовий кут пов'язується з часом  $t$  формулою



$$\psi = \frac{2\pi}{\Pi} t, \quad (1.8)$$

де  $\Pi = 86400$  с – тривалість сонячної доби.

У практичних розрахунках найчастіше використовуються добові кількості інсоляції. Їх можна отримати, якщо проінтегрувати рівняння (1.6) після підстановки (1.7) і (1.8) по змінній  $t$  у границях від часу сходу Сонця  $-t_0$  до часу заходу  $t_0$ .

Тоді будемо мати для добової інсоляції  $Q$  рівняння:

$$Q = \frac{2I_0^*}{R^2} \left[ t_0 \sin \delta \sin \varphi + \frac{\Pi}{2\pi} \cos \delta \cos \varphi \sin \frac{2\pi}{\Pi} t_0 \right]. \quad (1.9)$$

Розрахунки показують, що добова інсоляція має зональний характер, а залежність її від пори року та широти місця представлена на рис. 1.1. У зимовій півкулі в полярних зонах ( $\varphi > 66,5^\circ$ ) інсоляція дорівнює нулю, тому що Сонце не показується над горизонтом. У період зимового сонцестояння вона на екваторі дорівнює  $36$  МДж/м<sup>2</sup>.

Улітку у відповідній півкулі зональність добової інсоляції суттєво зменшується порівняно з зимовими місяцями. У період літнього сонцестояння (для північної півкулі) добова інсоляція на полюсі досягає максимуму, який дорівнює  $46$  МДж/м<sup>2</sup>. Найбільше значення добової інсоляції на екваторі спостерігається у дні весняного та осіннього рівнодення. У ці часи вона досягає  $37,7$  МДж/м<sup>2</sup>.

Відстань від Землі до Сонця змінюється протягом року. Тому виявляється асиметрія у розподілі інсоляції по півкулях. Літня добова інсоляція у північній півкулі більша, ніж у південній, а зимова - менша. Проте у цілому за рік асиметрія у розподілі добової інсоляції згладжується й на однакових широтах обох півкуль на верхню межу атмосфери надходить однакова кількість сонячної радіації.

Залежність інсоляції від пори року виражається через схилення  $\delta$  та через відстань  $r$  від Землі до Сонця. У результаті інтегрування рівняння (1.9) по  $\delta$  від точки весняного рівнодення, коли довгота Сонця на екліптиці дорівнює нулю (21 березня), до точки осіннього рівнодення, коли довгота Сонця дорівнює  $\pi$  (23 вересня) отримані вирази для літньої  $Q_s$  і зимової  $Q_w$  інсоляції:

$$Q_s = \frac{Q_0}{2} + \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi \sqrt{1-e^2}} \sin \varepsilon \sin \varphi, \quad (1.10)$$

$$Q_w = \frac{Q_0}{2} - \frac{I_0^* \Pi_0}{2\pi \sqrt{1-e^2}} \sin \varepsilon \sin \varphi \quad (1.11)$$

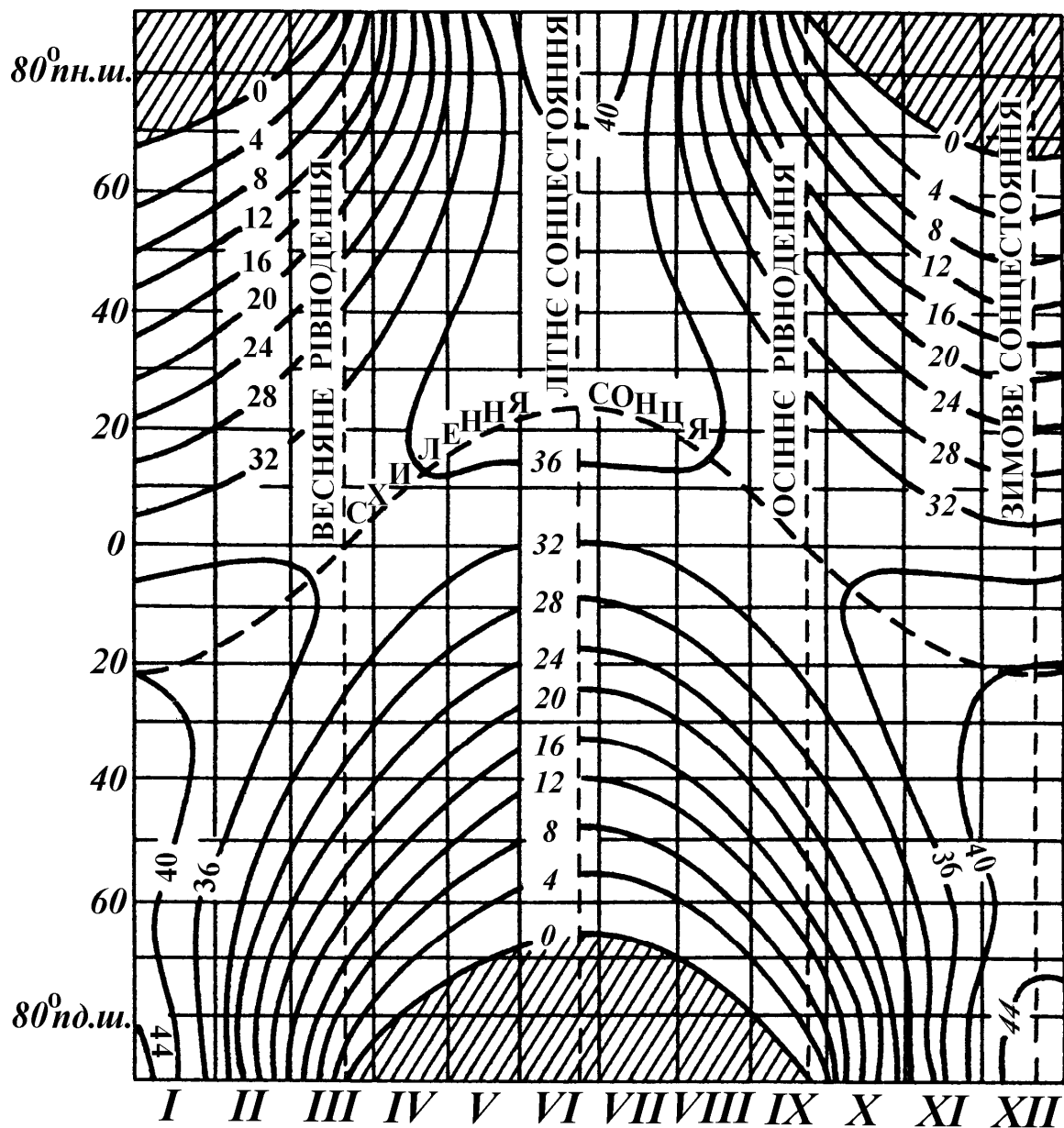


Рисунок 1.1 – Додова інсоляція на верхній межі атмосфери (МДж/м<sup>2</sup>)  
за умови  $I_0^* = 1,37 \text{ кВт/м}^2$  як функція широти та пори року

У формулах (1.10) і (1.11)  $Q_0$  – кількість інсоляції за рік,  $P_0 = 365,2422$  сонячних діб (тривалість року),  $\varepsilon$  – кут між площиною земного екватора та площиною екліптики,  $e$  – ексцентриситет земної орбіти. Їх сучасні значення такі:  $\varepsilon = 23,4457$   $e = 0,0167$ . Для цих значень елементів орбіти Землі літні та зимові інсоляції, а також річні її значення для різних широт утримуються в табл.1.1.

Таблиця 1.1 - Інсоляція в літнє, зимове півріччя та за рік на різних широтах ( $10^3$  МДж/м<sup>2</sup>)

$\varphi$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$Q_s$	6,72	7,12	7,31	7,33	7,12	6,74	6,24	5,80	5,63	5,57
$Q_w$	6,72	6,15	5,40	4,52	3,52	2,47	1,40	0,56	0,13	0
$Q_0$	13,44	13,27	12,71	11,85	10,64	9,21	7,64	6,36	5,76	5,57

З таблиці 1.1 видно, що інсоляція за рік на екваторі у 2,5 рази більша, ніж на полюсі.

Як виходить із рівнянь (1.10) та (1.11), піврічні кількості інсоляції залежать від параметрів земної орбіти. Тому виникає питання про те, чи володіють астрономічні кліматоутворювальні фактори деякими постійними властивостями фізичних систем чи вони змінюються за часом. Відповідь на це питання залежить від часового інтервалу, протягом якого вивчається стан кліматичної системи. Наприклад, розглядаючи сучасний клімат, можна вважати, що взаємодія між ланками кліматичної системи відбувається в умовах практично сталої дії астрономічних кліматоутворювальних факторів. Але про це неможливо стверджувати, коли розглядається динаміка клімату протягом, наприклад, найближчих 500 млн. років. Цей величезний порівняно з часом існування цивілізації проміжок часу є невеликим, якщо його порівняти з періодом існування Землі як планети.

Як відомо, Земля рухається по еліптичній орбіті, в одному з фокусів якої розташоване Сонце. Рух Землі визначається законами Кеплера. Ці закони небесної механіки можна виразити через деякі інваріанти. Першим з них є закон збереження моменту імпульсу  $\vec{M}$ , який дорівнює:

$$\vec{M} = 2\vec{A} m, \quad (1.12)$$

де  $\vec{A}$  – секторальна швидкість Землі;  
 $m$  – маса Землі.

Він має напрямок, перпендикулярний до площини обертання Землі у північну півкулю зоряного неба.

Другим інваріантом є закон зберігання ексцентриситету орбіти. Якщо запровадити вектор  $\vec{e}$ , що дорівнює чисельно ексцентриситету орбіти і має напрямок у сторону перигелію, то рух Землі відносно Сонця можна визначити такими умовами:

$$\vec{M} = const; \vec{e} = const; \vec{M} \cdot \vec{e} = 0, \quad (1.13)$$

(в останньому рівнянні крапка визначає скалярний добуток векторів).

Умови (1.13) строго б виконувалися, якби на планету діяло лише притягання Сонця. У дійсності на Землю чинить дію притягання й інших планет Сонячної системи. Оскільки маси планет значно менші, ніж маса Сонця, їх впливи призводять до малих збурень елементів орбіти Землі і, як наслідок, характеристик орбітального руху.

Розглянемо теорію збуреного руху Землі. Будемо вважати Землю еліпсоїдом обертання з головними моментами інерції  $A=B<C$  і використаємо геоцентричну систему відліку  $OX_1X_2X_3$  з початком координат  $O$  у центрі Землі, за умови, що площина  $OX_1X_2$  співпадає з екліптикою у деякий фіксований момент часу. Вісь  $OX_1$  має напрямок у точку весняного рівнодення у той же момент часу, вісь  $OX_3$  має напрямок на північний полюс екліптики. Крім того, потрібно визначити напрямок головних осей інерції Землі  $Ox_i$  ( $i=1,2,3$ ). Будемо їх характеризувати кутами Ейлера  $(\vartheta, \psi, \varphi)$  і кутом нахилу екватора до екліптики  $\vartheta < \frac{\pi}{2}$  (він відраховується від осі  $OX_3$  до  $Ox_3$  (рис. 1.2), кутом прецесії  $\Psi$  між віссю  $OX_1$  і лінією вузлів, тобто лінією перетину екватора з екліптикою (відраховується на площині екліптики від точки весняного рівнодення на схід до низхідного вузла), і кутом  $\varphi$  у площині екватора між віссю  $Ox_1$  і лінією вузлів (відраховується від низхідного вузла на схід). Обертання Землі складається з обертання зі швидкістю  $\frac{d\varphi}{dt}$  навколо осі  $Ox_3$ ,  $\frac{d\Psi}{dt}$  навколо осі  $OX_3$  та  $\frac{d\vartheta}{dt}$  навколо лінії вузлів. У проєкціях на осі  $Ox_i$  ( $i=1,2,3$ ) ці обертання мають вигляд:

$$\omega_1 = -\frac{d\vartheta}{dt} \cos \varphi - \frac{d\psi}{dt} \sin \vartheta \sin \varphi; \quad (1.14)$$

$$\omega_2 = \frac{d\vartheta}{dt} \sin \varphi - \frac{d\psi}{dt} \sin \vartheta \cos \varphi; \quad (1.15)$$

$$\omega_3 = -\frac{d\psi}{dt} \cos \vartheta + \frac{d\varphi}{dt}. \quad (1.16)$$

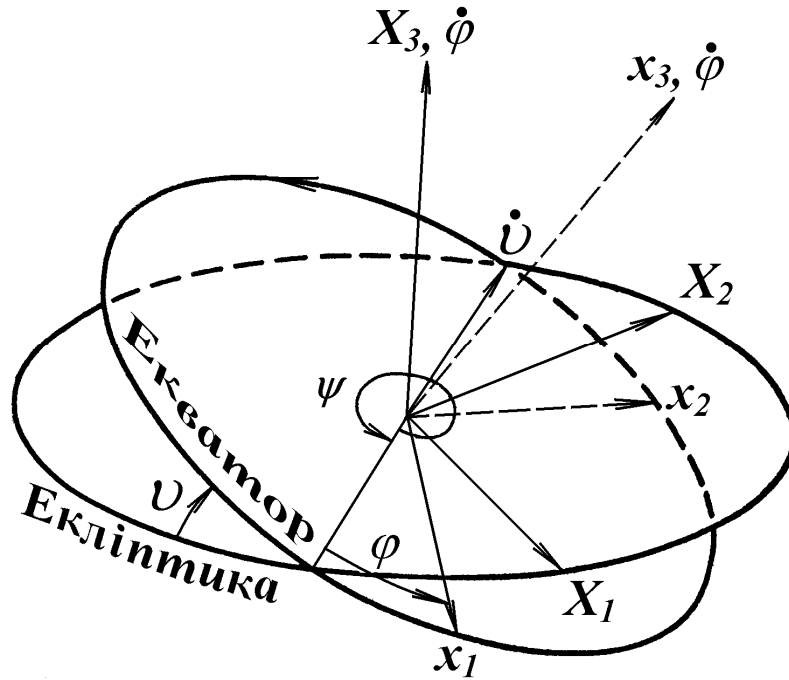


Рисунок 1.2 – Системи відліку  $OX_1X_2X_3$  і  $Ox_1x_2x_3$  та Ейлерові кути

Ці співвідношення називаються кінетичними рівняннями Ейлера.

Для того, щоб отримати рівняння динаміки обертання Землі у термінах кутів Ейлера  $(\vartheta, \psi, \varphi)$ , які виражають закон збереження моменту імпульсу, розглянемо лагранжیان обертання Землі:

$$L = \frac{1}{2} \left[ A(\varpi_1^2 + \varpi_2^2) + C\varpi_3^2 \right] + U, \quad (1.17)$$

де  $U$  – потенціал притягання інших небесних тіл, а значення  $\varpi_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) визначаються по формулах (1.14) – (1.16).

При використанні рівняння (1.17), з урахуванням зазначених формул, отримуємо рівняння Лагранжа у вигляді:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{C\varpi_3 \sin \vartheta} \frac{\partial U}{\partial \vartheta} + \frac{A}{C\varpi_3} \left[ \cos \vartheta \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} \right], \quad (1.18)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\frac{1}{C\varpi_3 \sin \vartheta} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \frac{A}{C\varpi_3} \left[ \sin \vartheta \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \right) + 2 \cos \vartheta \frac{d\psi}{dt} \frac{d\vartheta}{dt} \right], \quad (1.19)$$

$$\varpi_3 = \text{const}. \quad (1.20)$$

Складові у квадратних дужках є малими величинами. Нехтуючи ними, отримуємо так звані *рівняння Пуассона*

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{C\varpi_3 \sin \vartheta} \frac{\partial U}{\partial \vartheta}; \quad (1.21)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\frac{1}{C\varpi_3 \sin \vartheta} \frac{\partial U}{\partial \psi}, \quad (1.22)$$

у яких потенціал  $U$  дорівнює сумі потенціалів притягання інших небесних тіл:

$$U_k = Gm_k \int \frac{\rho dV}{R_k} \approx G \frac{m_0 m_k}{r_k} + G \frac{m_k}{r_k^3} \left[ \frac{2A + C}{2} - \frac{3}{2} \frac{A(x_{1k}^2 + x_{2k}^2) + Cx_{3k}^2}{r_k^2} \right] = \text{const} - \frac{3}{2} G(C - A) \frac{m_k}{r_k^3} \cos^2 \gamma_k, \quad (1.23)$$

$$\cos \gamma_k = \frac{x_{3k}}{r_k} = \cos \vartheta \cos \vartheta_k + \sin \vartheta \sin \vartheta_k \sin(\psi_k - \psi), \quad (1.24)$$

де  $G$  – гравітаційна стала;

$dV$  – елемент об'єму всередині Землі;

$R_k$  – відстань від нього до  $k$ -того небесного тіла;

$m_k$  – маса цього тіла ( $m_0$  – маса Землі);

$x_{1k}$ ,  $x_{2k}$ ,  $x_{3k}$  – координати цього тіла у системі координат, що обертається у системі відліку  $Ox_1x_2x_3$ , а  $(r_k, \vartheta_k, \psi_k)$  – сферичні координати цього  $k$ -того тіла у системі відліку  $OX_1X_2X_3$ . При використанні рівнянь (1.22) – (1.24), перше рівняння Пуассона буде мати вигляд:

$$\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{3G \cdot (C - A)}{\omega_3 \cdot C} \cdot \sum_k \frac{m_k}{r_k^3} \cos \gamma_k \left[ \text{ctg} \vartheta \sin \vartheta_k \sin(\Psi_k - \Psi) - \cos \vartheta_k \right]. \quad (1.25)$$

Якщо враховувати, що основний внесок в прецесію вносять Місяць та Сонце, для яких  $\vartheta_k \approx \frac{\pi}{2}$ ;  $\sin \vartheta_k \approx 1$ ;  $\cos \vartheta_k \approx 0$ ;  $\cos \gamma_k \approx \sin \vartheta \sin(\psi_k - \psi)$ , а множник  $\sin(\psi_k - \psi)$  заміщується його середнім значенням, що дорівнює

$$\frac{1}{2}, \quad \text{то за умови} \quad G \approx 6,673 \cdot 10^{-9} \frac{\text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с}^2}; \quad \omega_3 \approx 7,293 \cdot 10^{-5} \text{с}^{-1};$$

$$\frac{C-A}{C} \approx \frac{1}{305,8}; \quad m_{\text{Д}} = \frac{m_0}{81,53}; \quad m_{\odot} \approx 332290m_0; \quad m_0 \approx 5,975 \cdot 10^{24} \text{ кг};$$

$$r_{\text{Д}} \approx 3,844 \cdot 10^8 \text{ м}; \quad r_{\odot} \approx 1,49504 \cdot 10^{11} \text{ м}; \quad \vartheta = \varepsilon_0 \approx 23^{\circ} 27' 08,26'' \text{ отримаємо}$$

$$\frac{d\psi}{dt} \approx -50'' / \text{рік}. \text{ Астрономічні вимірювання дають } \frac{d\psi}{dt} \approx -50,2564'' / \text{рік},$$

чому відповідає період прецесії  $2\pi \left( \frac{d\psi}{dt} \right)^{-1} \approx 25735$  тропічних років.

Період прецесії відіграє суттєву роль в астрономічних коливаннях інсоляції. Точне інтегрування рівнянь Пуассона (1.21) і (1.22) та розрахунок елементів земної орбіти потребує знання положень усіх планет як функцій часу. У широкому наближенні планети здійснюють кеплеровий рух по елементарних орбітах. Положення кожної планети задається шістьма елементами: положення площини орбіти задається її кутом з екліптикою – нахиленням і довготою висхідного вузла  $\Omega$ ; орієнтацією орбіти у цій площині – довготою перигелію  $P = \Omega + \omega$  (де  $\omega$  – довгота перигелію на орбіті, яка відраховується від висхідного вузла); форма орбіти – її великою піввіссю  $r_0$  (по ній визначається середній рух планети,

тобто частота її обертання навколо Сонця  $\omega_k \approx \left( 1 + \frac{m_k}{m_{\odot}} \right)^{1/2} r_{0k}^{-3/2}$  та

ексцентриситетом  $e$ ; положення планети на орбіті – часом  $t_0$  її проходження через перигелій (цей час дає можливість знайти як функцію часу істину аномалію  $V$ , тобто довготу планети на орбіті, яка відраховується від перигелію, або так званий *аргумент широти*  $u = \omega + \vartheta$ , тобто довготу на орбіті, що відраховується від вузла).

У наступних наближеннях треба враховувати збурення руху кожної планети, що утворюється притяганням інших планет Сонячної системи. Внаслідок цих збурень елементи орбіт змінюються за часом. Елементи  $\Omega$  і  $P$  зазнають вікових збурень, які збільшуються за часом: лінії вузлів обертаються обернено руху планет, а великі осі планет (лінії аспід) обертаються переважно у бік руху планет. Останні елементи орбіт піддаються тільки збуренням, які не підлягають зростанню.

Згідно з теоремою В.І. Арнольда, при більшості початкових умов рухи  $n$  взаємодіючих планет виявляються завжди близькими до лагранжівського руху по еліпсах (зі середніми рухами  $\omega_k$ ) з малими відхиленнями  $i_k$ , які мало відхиляються від постійних значень, і ексцентриситетами  $e_k$ , які мало відхиляються від постійних значень; великими півосями  $r_{ok}$  і таким чином, обертовими лініями вузлів і лініями аспід, що направлені по великих осях еліпсів; векторами Лапласа  $e_k$  з

довжинами  $m_k^{1/2} r_{ok}^{1/4} e_k$ , які визначаються у виді сум  $e_k = \sum_{l=1}^n e_{kl}$  векторів  $e_{kl}$ , які рівномірно обертаються з однаковими для всіх планет малими частотами  $\mu_l$ , а вектори  $i_k$  з довжинами  $m_k^{1/2} r_{ok}^{1/4} i_k$ , що мають напрямок по лініях вузлів, які визначаються у виді сум  $i_k = \sum_{l=1}^{n-1} i_{kl}$  й рівномірно обертаються з малими частотами  $\nu_l$ . Отже лагранжівський рух  $n$  планет характеризується  $(3n-1)$  частотами  $\omega_k, \mu_k, \nu_k$  і, таким чином, виявляється умовно-періодичним. Функції часу, що його характеризують, можуть зображатися у вигляді суперпозиції гармонік з різними частотами. Наприклад,

$$\varepsilon = h^* + \sum A_i \cos(a_i t + b_i), \quad (1.26)$$

$$e \sin \Pi = \sum C_i \sin(c_i t + d_i), \quad (1.27)$$

$$e = F_0 + \sum F_i \cos(f_i t + g_i). \quad (1.28)$$

Згідно з розрахунками багатьох вчених, для ряду (1.26) найбільші амплітуди  $A_i = 0.82889; 0.16777; 0.13976; 0.06965; 0.05597$  мають гармоніки з періодами  $T_i = \frac{2\pi}{a_i}$ , що дорівнюють відповідно 40.9; 52.5; 39.5; 29.5; 28.6 тис. років (найбільш виразним є період біля 41 тис. років). Для ряду (1.27) найбільші амплітуди  $10^7 C_i = 183400; 163395; 148347; 104435$  мають гармоніки з періодами  $T_i = \frac{2\pi}{C_i} = 23.7; 22.4; 18.9; 19.1$  тис. років (найбільш виразними є прецесійні періоди біля 23 і 19 тис. років). Нарешті, для ряду (1.28) найбільші амплітуди  $10^7 F_i = -88000; -78402; 61898; 55147; -50068$  мають гармоніки з періодами  $T_i = \frac{2\pi}{f_i} = 94.6; 121.6; 99.4; 129.8; 1922.8$  тис. років (найбільш виразними є періоди біля 100 тис. років). За розрахунками Шараф і Будникової, за останні 30 млн. років значення ексцентриситету коливалося у границях  $0.0007 < e < 0.0658$  (у цей час  $e = 0.016751$ ), значення кута нахилу площини екватора до площини екліптики в границях  $22.068 < \varepsilon < 24.568^0$  (сучасне значення  $\varepsilon = 23^0 26' 30''$ ), а значення  $e \sin \Pi$



змінювалося у границях від  $-0.07$  до  $+0.03$  (сучасне значення прецесійного кута дорівнює  $0.016454$ ).

Одним із найбільш важливих елементів орбіти є ексцентриситет. На рис. 1.3 зображується крива змінювання ексцентриситету орбіти Землі у найближчий мільйон років.

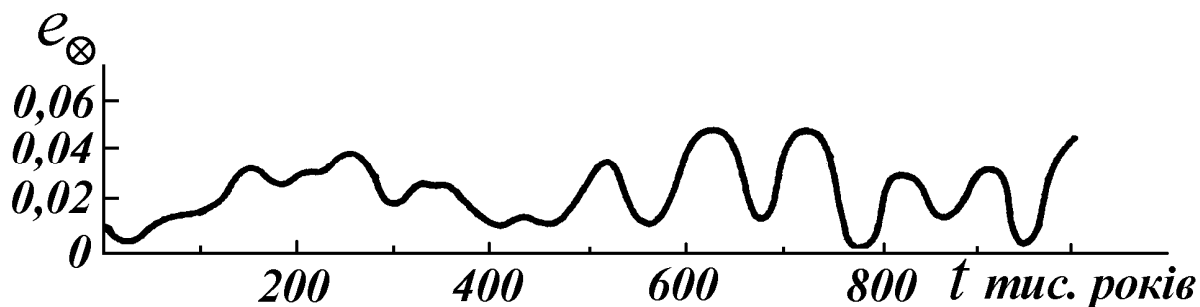


Рисунок 1.3 – Змінення ексцентриситету земної орбіти за найближчий 1 млн. років

Змінювання ексцентриситету земної орбіти приводить до змінювання відстані між Землею і Сонцем, як наслідок, до змінювання кількості енергії, що надходить у одиницю часу на одиничну площадку, перпендикулярну до сонячних променів на верхній межі атмосфери  $I^*$ . Розглянемо, як залежать потоки сонячної енергії від ексцентриситету для випадків, коли Земля проходить перигелій та афелій орбіти.

Відстань до Сонця при положенні Землі у перигелію дорівнює

$$r_{\pi} = r_o(1 - e), \quad (1.29)$$

а при її положенні в афелію

$$r_a = r_o(1 + e). \quad (1.30)$$

Звідси виходить, оскільки

$$I = I_o^* \frac{r_o^2}{r^2}, \quad (1.31)$$

що у перигелію на одиничну площадку надходить кількість сонячної енергії

$$I_{\pi} = I_o^*(1 - e)^{-2},$$

або, з урахуванням невеликих значень ексцентриситету

$$I_{\pi} = I_o^*(1 + 2e). \quad (1.32)$$

Аналогічні розрахунки проведені для афелію орбіти:

$$I_a = I_o^*(1 - 2e). \quad (1.33)$$

Отже,

$$\Delta I = I_{\pi} - I_a = 4eI_o^*. \quad (1.34)$$

Можна підрахувати, що при змінюванні ексцентриситету від 0.0007 до 0.0658 величина  $\Delta I$  змінюється від 0.3 до 26% сонячної сталої. З цього випливає, що при малих ексцентриситетах кількість сонячної енергії, що надходить на верхню межу атмосфери у перигелію мало відрізняється від її кількості, коли Земля розташовується в афелію. При найбільшому ексцентриситеті у перигелію надходить енергії більше, ніж в афелію, на величину, що складає чверть сонячної сталої. Це у великій мірі чинить вплив на стан кліматичної системи при різних значеннях ексцентриситету. Коливання кута  $\varepsilon$  означає, що географічні широти тропіків й полярних кіл коливаються у границях  $2.5^{\circ}$ . Але найбільш суттєвим впливом гравітаційних збурень на стан кліматичної системи, поряд зі змінюваннями ексцентриситету орбіти, є прецесія земної осі відносно перпендикуляра до екліптики. На рис. 1.4 зображається прецесія земної осі у найближчі 400 тис. років. Прецесія земної осі призводить до взаємного змінювання положення точок зимового та літнього сонцестояння відносно перигелію орбіти. Період, з яким повторюється взаємне положення перигелію орбіти і точки зимового сонцестояння, дорівнює, як зазначалося вище, 21 тис. років. Ще порівняно недавно, у 1250 році, перигелій орбіти співпадав із точкою зимового сонцестояння. Тепер Земля проходить перигелій 4 січня, а зимове сонцестояння відбувається 22 грудня. Різниця між ними складає 13 діб або  $12^{\circ}50'$ . Наступний збіг перигелію з точкою зимового сонцестояння відбудеться через 20 тис. років, а попередній був 22 тис. років назад. Однак між зазначеними подіями з перигелієм збігалася точка літнього сонцестояння. Це відбувалося 11,2; 33,2 і т.д. тисяч років назад. При малих ексцентриситетах положення точок літнього і зимового сонцестояння відносно перигелію орбіти не приводить до суттєвого змінювання кількості тепла, що надходить на Землю протягом зимового й літнього сезонів. Картина різко змінюється, якщо ексцентриситет орбіти виявляється великим, наприклад, 0,06. Таким ексцентриситет був 230 тис. років назад і буде через 620 тис. років.

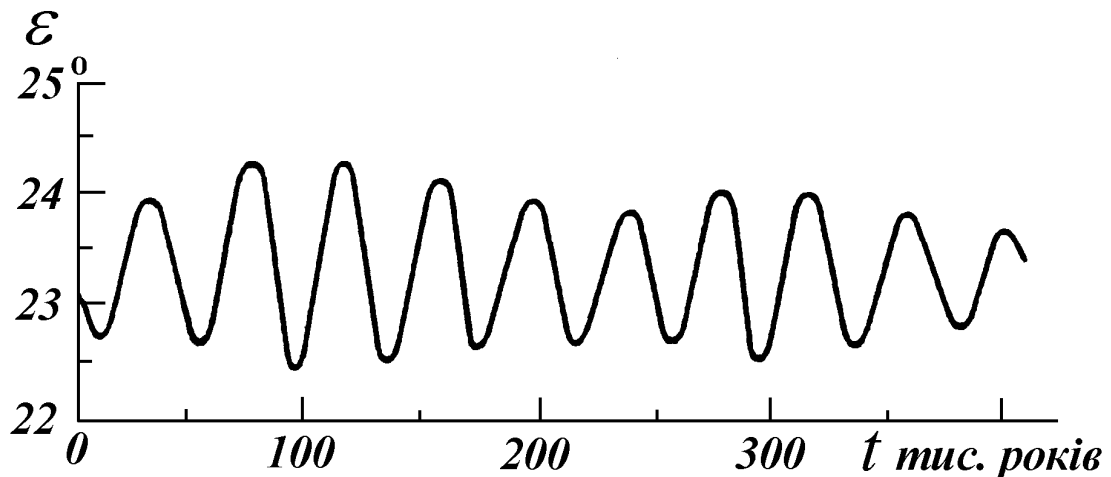


Рисунок 1.4 – Прецесія земної осі за найближчі 400 тис. років

При великих ексцентриситетах Земля частину орбіти поблизу перигелію, де кількість сонячної енергії найбільша, проходить швидко, а частину витягнутої орбіти, що залишилася, через точку весняного рівнодення до афелію - повільно, тривалий час знаходячись на великій відстані від Сонця. Якщо у цей час перигелій і точка зимового сонцестояння співпадають, у північній півсфері буде спостерігатися коротка тепла зима і тривале прохолодне літо, у південній півсфері – коротке тепле літо й тривала холодна зима. Якщо з перигелієм орбіти буде співпадати точка літнього сонцестояння, то у північній півсфері буде спостерігатися жарке літо і тривала холодна зима, у південній півсфері навпаки. Тривале прохолодне й вологе літо є сприятливим фактором для зростання льодовиків у півсфері, де знаходиться основна частина суші. Таким чином, змінювання кількості сонячної енергії, що надходить до Землі, які виникають завдяки малих гравітаційних збурень розглянутих астрономічних кліматоутворювальних факторів, чинять суттєвий вплив на умови формування кліматів.

### ***1.2.3 Геофізичні кліматоутворювальні фактори***

Комплекс геофізичних, океанологічних і палеокліматичних досліджень, що проводилися в останні десятиріччя, свідчать про те, що при поясненні причин кліматичних змінювань у минулому треба враховувати змінювання за часом не тільки астрономічних, але й геофізичних кліматоутворювальних факторів. Найбільший вплив серед останніх чинять особливості розподілення континентів і океанів на поверхні Землі. Як зазначалося вище, вони є складовими кліматичної системи, володіють

специфічними фізичними властивостями, чинять великий вплив на процеси взаємодії зі ще однією ланкою кліматичної системи – атмосферою і тим самим у великій мірі впливають на характер термодинамічних процесів, які в ній розвиваються.

На перший погляд розподілення континентів і океанів є сталим. Це так, якщо вести мову про короткий проміжок часу порівняно з часом існування Землі як планети. Але цього неможливо стверджувати, якщо розглядати існування Землі протягом геологічних епох.

Ще спочатку ХХ століття німецьким геофізиком А. Вегенером була висловлена гіпотеза про відносне переміщення континентальних мас на поверхні Землі. Однак фізичні механізми, якими він обґрунтував цю ідею, виявилися неслухняними, і запропонована ідея не отримала визнання. Пізніше гіпотеза Вегенера була відроджена на новому більш високому рівні, що привело до розвитку *глобальної тектонічної теорії* або *тектоніки літосферних плит*. Підґрунтям для розробки цієї теорії виявилися результати геолого-геофізичних досліджень у комплексі з палеокліматичними даними.

Велике значення у цьому зв'язку мали роботи по вивченню дна океанів, особливо глибоководне його буріння. Виявилось, що *океанічна кора* має структуру, що значно відрізняється від геологічної структури материків. Характерним для океанічної кори є тришарова її структура. Перший шар має товщину, яка коливається у границях від декількох сотень метрів до 2-3 кілометрів і складається з осадових порід. Під ним розташовується базальтовий шар. Він має товщину 3-5 км, а під окремими вулканічними грядами і острівними дугами – від 5 до 10 км. Третій шар складається з повнокристалічних порід й залягає на утворюваннях верхньої мантії Землі. Товщина *материкової кори* дорівнює 40-50 км, а іноді збільшується до 70-100 км. Вона складається з двох шарів: верхнього - гранітоморфометричного й нижнього - базальтового.

Верхній шар океанічної кори має найменшу товщину у зоні центральних частин серединно-океанічних хребтів, планетарна система яких була відкрита в 60-х роках. Уздовж їх центральних рифтових зон спостерігається активна вулканічна діяльність, а також розташовуються інтенсивні лінійні магнітні аномалії, що мають орієнтацію паралельно осям серединно-океанічних хребтів. Ці осі є границями розділу жорстких сферичних літосферних плит. Такі межі розділу між плитами відкриті й на континентах. Усього налічується *8 великих літосферних плит*.

При трасуванні бокових границь сучасних літосферних плит важливим критерієм є пояси сейсмічної активності. Тому світова карта сейсмічності визначає контури найбільш великих літосферних плит. Ця карта міститься на рис. 1.5.

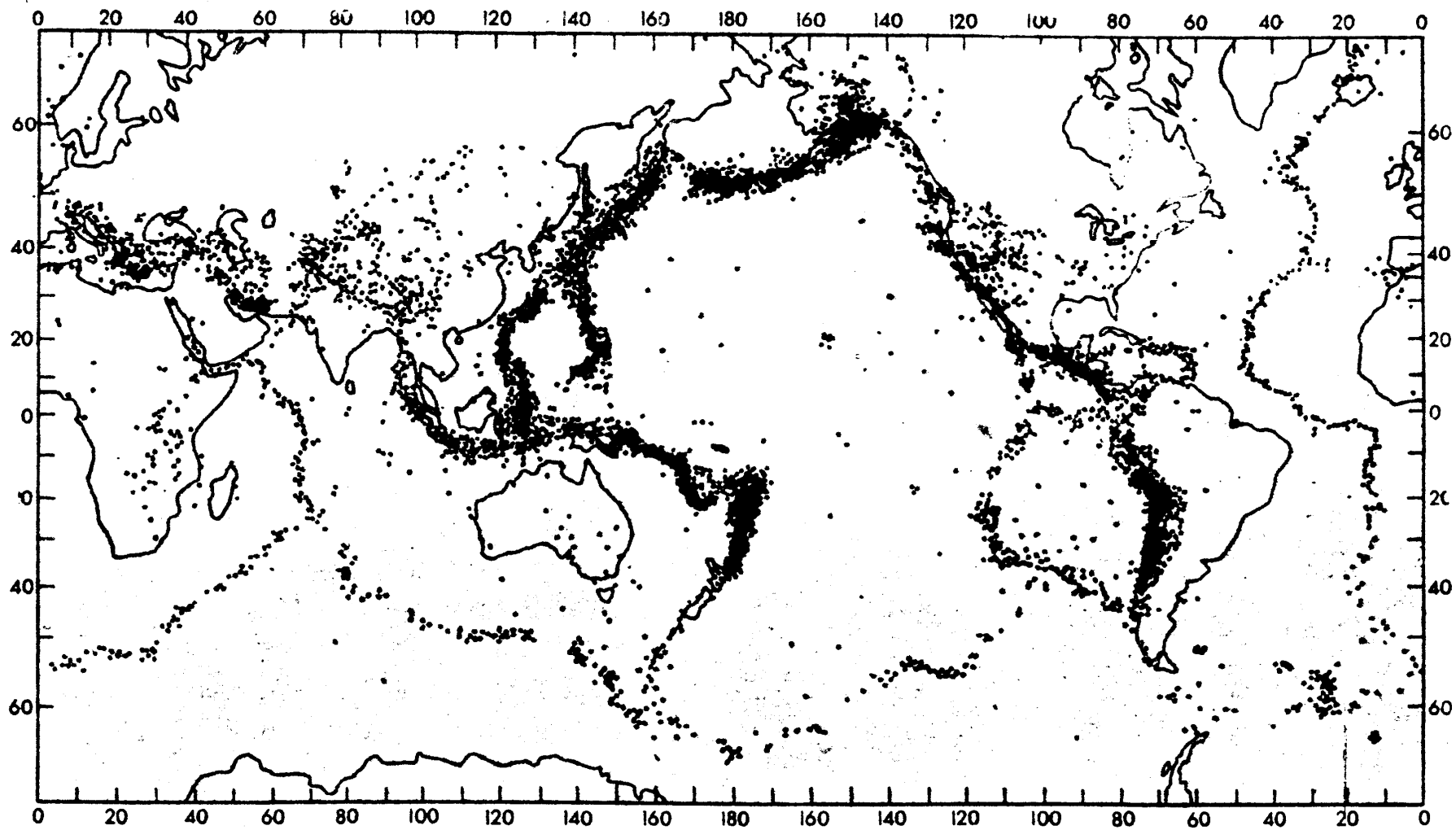


Рисунок 1.5 – Світова карта сейсмічності

Найбільш великою за площиною є Тихоокеанська літосферна плита. Вона цілком складається з океанічної кори й займає більшу частину дна від осі Східно-Тихоокеанського підняття до системи глибоководних жолобів північного й західного обрамлення цього океану. Меншу площу займає друга літосферна плита Тихого океану, що має назву Наска. Вона також складається виключно з океанічної літосфери й займає дно Тихого океану на схід від осі Східно-Тихоокеанського підняття до осі Перуансько-Чилійського жолоба. Тихоокеанська плита на півночі граничить з континентальною Північно-Американською літосферною плитою. Ця плита на півдні окреслюється трансформними розломами Кайман і Барракуда. Східна границя Північно-Американської плити проходить по осі Серединно-Атлантичного хребта. Отже ця літосферна плита складається не тільки з континентальної, але й з океанічної кори західної частини дна Атлантичного океану.

Четверта значна плита – Південно-Американська. На півночі вона граничить з Північно-Американською по *трансформному розлому* Барракуда, на сході – по осі Серединно-Атлантичного хребта, на півдні Магеллановою протокою. Західна її границя співпадає з віссю Перуансько-Чилійського жолоба.

По осьовій зоні Серединно-Атлантичного хребта Південно-Американська літосферна плита граничить з Африканською плитою. Біля чотирьох п'ятих загальної протяжності границь Африканської плити припадає на осьові рифтові розкладини та з'єднуючі їх ділянки трансформних розломів Південно-Атлантичного, Африкансько-Антарктичного, Західно-Індійського й Аравійсько-Індійського підводних хребтів, а також Аденської затоки і Червоного моря. На півночі ця плита обмежена Азорсько-Гібралтарською трансформною розколиною, яка на сході переходить у конвергентну границю між Африканською плитою й західною частиною Альпійсько-Гімалайського поясу стиску літосфери.

Африканська плита безпосередньо граничить з Євроазіатською плитою лише по Азорсько-Гібралтарській трансформній розколинні. Далі на схід південна границя Євроазіатської плити проходить по північному краю Піренеїв, Альп, Кавказу й Копетдагу. Всі ці гірські області (за виключенням Кримських гір й західної частини Головного Кавказького хребта) входять до складу Альпійсько-Гімалайського гірського поясу стиску літосфери. Східна границя Євроазіатської плити проходить по західних передгір'ях Паміру, Тянь-Шаню, Алтаю, Саян, а далі на схід – по північному краю Станового й Алданського нагір'їв, річці Алдан й далі на північ по річці Лена.

За своєю геодинамічною природою Передньоверхоянський прогин є материковим аналогом глибоководного жолобу. Він утворився тому, що східний край Євроазіатської плити підсовується під малу Колимську плиту (або системи малих плит, що входять до складу Циркумтихоокеанського

планетарного поясу стиску літосфери). На півночі й заході Євразійська плита граничить по рифтовій осі серединно-океанічних хребтів Геккеля, Мона й Північно-Атлантичного хребта з Північно-Американською плитою.

Сьоомою плитою є велика Індо-Австралійська плита. Вона утримує як материкову літосферу Індостана й Австралії, так і океанічну літосферу північно-східної частини Індійського океану. На півночі й сході ця плита підсовується під Гімалаї, західний край Південно-Східної Азії та Малайський архіпелаг. Тому північна й північно-східна границі цієї плити визначаються системою передніх гірських прогин Індостану й глибоководних жолобів, з яких найбільш значним є Яванський. Зі сходу під Індо-Австралійську плиту підсовується Тихоокеанська і тут границя цих плит проходить по жолобах Тонга й Кармадек. Південна границя цієї плити розташована по осевій зоні Австрало-Антарктичного, Центральньо-Індійського й Аравійсько-Індійського підводних хребтів в Індійському океані.

Восьма велика літосферна плита – це Антарктична. Вона майже зі всіх сторін оточується дивергентними й трансформними границями.

В останні десятиріччя окрім перерахованих великих плит були виділені декілька десятків дрібних плит, з яких найбільш великими є Аравійська, Філіппінська, Скотта й Карибська. Майже усі малі плити належать до складу Альпійсько-Гімалайського й Циркумтихоокеанського поясів стиску літосфери.

Тектоніка літосферних плит свідчить про те, що відбувається їх розсовування від рифтових зон серединно-океанічних хребтів під дією висхідних рухів і розтікання конвективних течій речовини мантії. Роздвиг уздовж осей серединно-океанічних хребтів заповнюється базальтовою мантією, що призводить до утворення нової океанічної кори. Зазначені зони носять назву *дивергентних*. В області глибоководних жолобів, а також на границях континентальних літосферних плит, що зазначалися вище, відбувається підсовування плит одна під одну. Результатом цього є пресування літосферних плит. Крім того, плити пересовуються й уздовж трансформних розломів, що утворюються перпендикулярно до серединно-океанічних хребтів.

Періодичні виливання базальтової мантії в області рифтових зон океанів супроводжуються утворенням магнітних аномалій, які розташовуються симетрично відносно рифтової осі. Палеомагнітні дані дають можливість реконструювати геометрію пересування літосферних плит і, таким чином, допомагають визначити положення границь плит.

Суть причини утворення смугастого аномального магнітного поля океану (симетричного відносно рифтової осі) полягає у такому. У процесі розростання морського дна магма, що піднімається у рифтовій розколинні і застигає, утворює нові порції океанічної літосфери. У процесі застигання

мантійна речовина намагнічується у прямому або зворотному напрямку відносно сучасного магнітного поля у залежності від напрямку її застигання. Отже, новоутворена кора придбає залишкову намагніченість, напрямок якої визначається геомагнітним полем у час її народження. Але практично у той же час після народження нова порція океанічної літосфери розривається посередині, нарощуючи кожний із дивергентних країв двох плит. Таким чином, океанічну кору можна розглядати як магнітноактивний шар, який у першому наближенні складається з послідовності прямого й оберненого (відносно сучасного поля) намагнічених тіл, витягнутих паралельно до рифтової розколини й симетричних відносно неї (рис. 1.6).

По характеру структури аномального магнітного поля, отриманого у результаті геомагнітних зйомок був визначений вік дна Світового океану, а також кайнозойських й пізньомезозойських відкладень на суші. Крім того, з'явилася можливість визначити основні геометричні закономірності формування дна океанів.

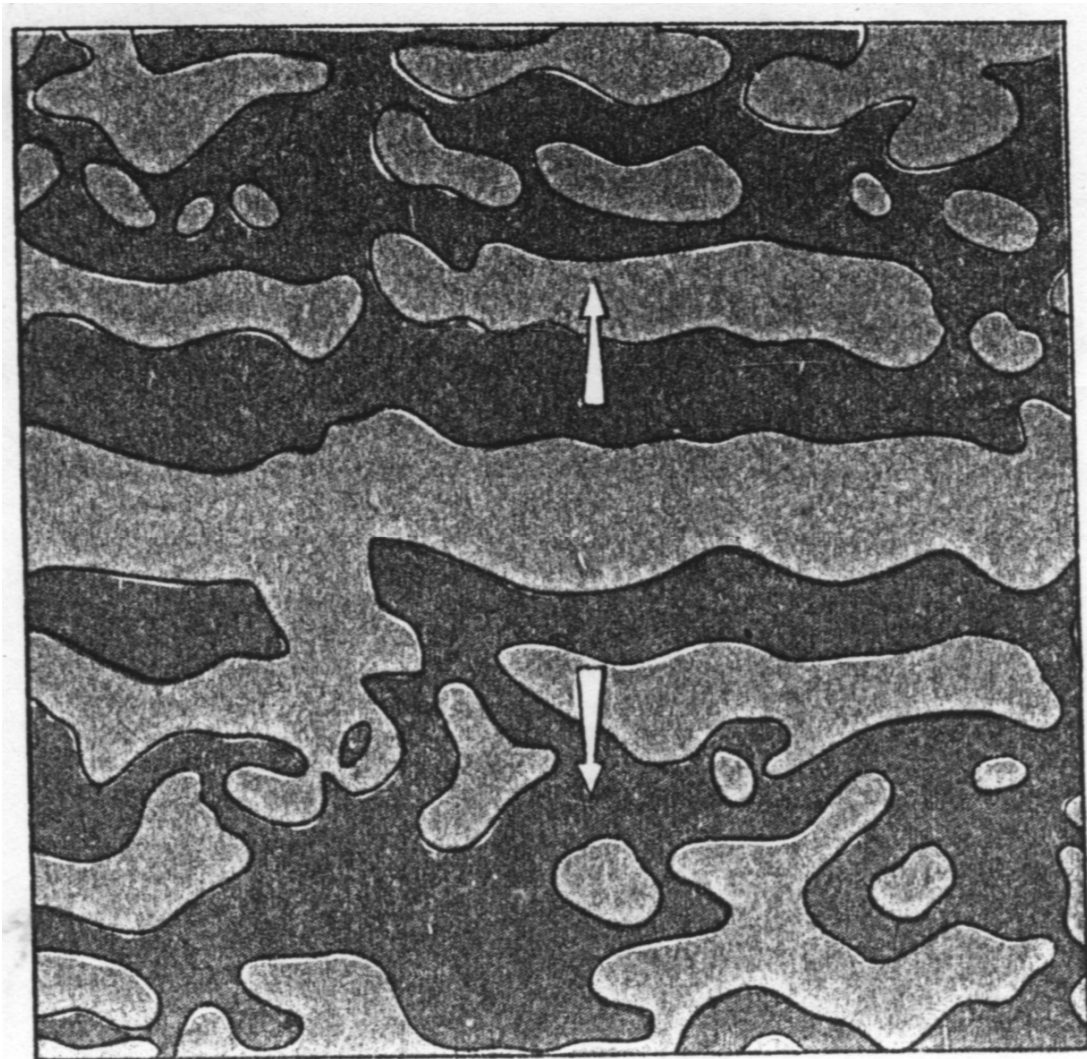


Рисунок 1.6 – Схематична карта магнітних аномалій океанічного хребта



Суттєвою особливістю розростання дна Атлантичного й більшої частини площі Індійського океанів порівняно з Тихим полягає у тому, що розростання цих молодих океанічних западин жорстко пов'язане з переміщенням материків, що їх оточують. Тому, відновлюючи за смуговими магнітними аномаліями картину кінцевої відносної кінематики розростання окремих басейнів у границях кожних із цих западин, можна й визначити геометрію відносного кінцевого переміщення тих пар материків, що належать до літосферних плит по різні сторони від загальної рифтової осі.

Ці дані свідчать про те, що у східній півкулі існував один континент Гондвана, який складався з Африканської, Південно-Американської, Австралійської, Індостанської й Антарктичної літосферних плит. У західній півкулі поблизу від екватора розташовувалися Північно-Американська, Східно-Європейська, Сибірська й Китайська плити. Біля 400 млн. років назад утворилася Євроамериканська плита. Приблизно через 100 млн. років до цього континенту приєдналися Сибірський та Китайський материки й виник другий суперматерик - Лавразія. Гондвана і Лавразія роз'єдналися з одного боку океаном Тетіс, а з іншого боку - Тихим океаном.

У подальшому (270 млн. років назад) відбулося об'єднання Гондвани і Лавразії у єдиний суперконтинент – Пангею. Існував і єдиний океан – Тихий. Через 50 млн. років після об'єднання Пангея почала розпадатися й 200 млн. років назад знову з'явилися Гондвана й Лавразія, які роз'єднувалися океанами Тетіс і Тихим.

У подальшому процес дроблення цих континентів продовжувався. Приблизно 100 млн. років назад відбулося відокремлення Африки, Південної Америки й Антарктико-Австралійської плити, закриття океану Тетіс й перетворення його у Середземне море, з одного боку, й утворення Атлантичного океану, з іншого. Ще через 50 млн. років відбулося розділення Північно-Американської й Євразійської літосферних плит, приєднання до останньої Індійської плити й відокремлення Австралійської. Цей процес закінчився утворенням Панамського перешийка, який став бар'єром для Атлантико-Тихоокеанської тропічної океанської течії. У результаті сформувалися в океанах системи океанічних течій: Гольфстрім й Канарська – в північній Атлантиці; Куросіо, Ойясіо й Каліфорнійське – в північній частині Тихого океану. Відповідні кругообіги океанічної води утворилися у південних частинах цих океанів і в Індійському океані.

Ясно, що перерозподіл суші й океану на поверхні Землі, змінювання географічних широт континентів спричинило змінювання характеру циркуляції атмосфери й клімату планети. Оскільки материки на відміну від океану мають велике альbedo, переміщення континентів у полярні широти привело до похолодання клімату й утворенню великих льодовиків. У результаті цього рівень Світового океану знижувався. Навпаки, при їх

таненні у процесі переміщення континентів в низькі широти, рівень океану збільшувався на десятки метрів. У залежності від швидкості розсовування літосферних плит об'єми серединно-океанічних хребтів, а також і глибини океанічних западин змінювалися за часом, що також приводило до періодичного затоплення великих частин континентів або зменшення рівня океану. Таким чином, змінювалася не тільки площа суші, але й співвідношення між площами суші й океану, що також чинило великий вплив на стан кліматичної системи у цілому.

Дослідження свідчать про те, що пересування літосферних плит відбувається безперервно. Геодезичні вимірювання на Гармському геофізичному полігоні на Памірі показали, що за останні 20 років відстань між реперами по різні боки Вахшського насуву зменшилася майже на 40 см й продовжує скорочуватися зі середньою швидкістю біля 2 см/рік. За плейстоцен, а точніше за 1 мільйон років, Гренландія відсунулася від Європи у середньому на 20 км, а у районі Північного полюса підводний хребет Ломоносова відсунувся від Європи на відстань біля 10 км. Північна Атлантика між Америкою й Європою розширилася за плейстоцен на 23-25 км, а між Африкою й Північною Америкою – на 26-28 км. Африка й Південна Америка розійшлися за останній мільйон років на відстань від 30 км на 10<sup>0</sup> пн.ш. до 40 км на 20-30<sup>0</sup> пд.ш. Континенти Африка й Антарктида розсунулися один від одного на 16 км, а Австралія відійшла на північ від Антарктиди на 70-75 км.

Ширина западин Тихого океану за плейстоцен зменшилася від 15 км на півночі до 35 км між екватором й 30<sup>0</sup> пд.ш. За той же час у рифтовій осі Східно-Тихоокеанського підняття виникла смуга нової океанічної літосфери шириною від 160 км на екваторі до 180 км на 30<sup>0</sup> пд.ш.

За останній мільйон років під Південно-Американський континент підсунулася частина океанічної літосфери плити Наска (друга велика океанічна плита Тихого океану) шириною біля 100 км, а під Курило-Камчатською дугою за цей час мантія заковтнула смугу океанічної літосфери шириною від 90 до 100 км.

Із великих плит Антарктична рухається найбільш повільно. Самі великі лінійні швидкості абсолютного переміщення виявилися у границях Тихоокеанської плити, де за плейстоцен величини лінійного переміщення на північний захід змінюються від 70 км у субпомірних районах плити і до 100 км поблизу від екватора.

У процесі розвитку Землі відбувалося змінювання не тільки розподілу суші й океану, але й атмосфери планети. Маса атмосфери спочатку зростала дуже повільно. Тому температура Землі визначалася умовами радіаційної рівноваги, а жорстке випромінювання Сонця доходило до земної поверхні, що перешкоджувало зародженню біологічного життя. На 6-20% атмосфера складалася з CO<sub>2</sub>, на 35% з H<sub>2</sub>S, SO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, CO, CH<sub>4</sub> та інших хімічних сполук.

У газовидних продуктах викидів вулканів у великій кількості була водяна пара, яка за умови інтенсивної розвинутої вулканічної діяльності стала основою формування гідросфери. Первинна атмосфера виявлялась майже без кисневого компонента й утримувала мало вільного азоту. Деяка кількість кисню могла надходити до атмосфери за рахунок дисоціації вод під впливом ультрафіолетового випромінювання Сонця. При розпаді аміаку виділилася деяка кількість азоту. Цей процес суттєво прискорився після виникнення в океанічних масах води життя, а з переходом до аеробного існування бактерій, тобто з появленням фотосинтезу, ще швидше.

Після того, як вміст кисню в атмосфері досяг 10% від сучасного, утворився ефективний озоновий екран проти жорсткого випромінювання Сонця. Це дало змогу життю вийти на сушу. Розвиток рослинності привів до зростання кисню в атмосфері до значень, що перевищують сучасний вміст, а вміст вуглекислоти в атмосфері різко знизився. Завдяки цьому, знизилася температура Землі у карбоні, що призвело до виникнення зледеніння й утворення для рослинності процесу живлення. У подальшому в залежності від надходження вуглекислоти в атмосферу за рахунок вулканізму й дихання організмів як температура Землі, так й розвиток рослинності почали зазнавати великих коливань, які виявляються, починаючи з фанерозою (останні 650 млн. років). На цьому фоні продовжувала діяти більша частина кліматоутворювальних факторів, які охарактеризовані вище. Склад атмосфери, розподіл на планеті суші й океану, положення географічних полюсів Землі і характеристики її орбітального руху установилися подібними до сучасного у плейстоцені. У наслідок цього утворилися подібні до сучасних процеси взаємодії між ланками кліматичної системи, а саме атмосфери з океаном і сушею.

## 2 СОНЯЧНА РАДІАЦІЯ ТА ЕНЕРГЕТИЧНІ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ ЛАНКАМИ КЛІМАТИЧНОЇ СИСТЕМИ

### 2.1 Надходження сонячної радіації на верхню межу атмосфери. Трансформація сонячної радіації в атмосфері

Джерелом енергії для кліматичної системи є Сонце. Кількість променистої енергії Сонця, що надходить до верхньої межі атмосфери, характеризують сонячною сталою. Сонячна стала, це кількість променистої енергії, що надходить в одну секунду до одиничної площадки на верхній межі атмосфери, розташованої перпендикулярно до сонячних променів, при середній відстані між Землею та Сонцем. Сонячна стала дорівнює  $1,37 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$ . Цій величині відповідає повна потужність випромінювання Сонця, що зветься світністю Сонця і дорівнює  $3,9 \cdot 10^{23}$  кВт.

В більшості районів Землі сонячна радіація надходить не перпендикулярно до одиничної площадки, а під деяким кутом, який характеризується кутковою висотою Сонця. Цей кут залежить, по-перше, від схилення Сонця, що визначає пору року, по-друге, від географічної широти і, по-третє, від часового кута. Останній визначає час дня. Кількість сонячної енергії, що надходить до одиничної площадки у одиницю часу у визначеній точці сфери, що обмежує верхню межу атмосфери, називають інсоляцією. Найбільше значення має добова інсоляція, тобто кількість сонячної енергії, що надходить до одиничної площадки у визначеній точці верхньої межі атмосфери від сходу до заходу Сонця. Залежність добової інсоляції від схилення Сонця і широти показується на рис 1.1.

Сонячна радіація, яка надходить на верхню межу атмосфери, на шляху до земної поверхні проходить крізь усю товщу атмосфери і значно послаблюється. Фізичними процесами, що обумовлюють цей ефект, є поглинання її термодинамічно активними домішками атмосфери й розсіювання.

Короткохвильове електромагнітне випромінювання Сонця охоплює спектральний діапазон від 0,1 до 4 мкм. Але при надходженні на поверхню Землі воно різко уривається на довжині хвилі 0,29 мкм. Більш жорстке випромінювання поглинається озоном. Крім озону, поглиначами сонячної радіації є водяна пара й вуглекислий газ. Вони мають смуги поглинання, що розташовуються у ближній інфрачервоній області сонячного спектра, й поглинають кількість сонячної радіації, що відповідає приблизно 3,8% від

сонячної сталої. Деяку частину сонячної радіації у ближній інфрачервоній області поглинає атмосферний аерозоль. Розсіювання короткохвильового випромінювання в атмосфері відбувається на молекулах і комплексах молекул, на частках аерозолу та хмарних частках.

Хмарність чинить великий вплив на послаблення сонячної радіації. Якщо під впливом безхмарної атмосфери потік сонячної радіації послаблюється у середньому на 20%, то хмарність послаблює радіацію ще на 20-30% у розподілі річної сумарної радіації добре проявляється зональність з максимумом в субтропіках, де мала хмарність, і мінімумом у полярних районах

Таким чином, земної поверхні досягає у середньому 50-60% сонячної радіації, що надходить на верхню межу атмосфери. Цю частину сонячної радіації, яка складається з прямої та розсіяної радіації, називають сумарною сонячною радіацією. Саме сумарна радіація поглинається поверхнею суші та океану, наслідком чого є утворення складових механізмів теплообміну між різними гілками кліматичної системи.

## 2.2 Радіаційний баланс підстильної поверхні

Послаблення сонячної радіації в атмосфері є одним з численних механізмів взаємодії атмосфери з іншими ланками кліматичної системи, сукупність яких при стиканні з атмосферою утворює деяку поверхню, яку називають *підстильною поверхнею*. Атмосфера відіграє роль фільтра, визначаючого, яка частина інсоляції надходить до підстильної поверхні. Однак цим радіаційна взаємодія між атмосферою та іншими ланками кліматичної системи не обмежується, оскільки суша, океан, криосфера і біосфера, поглинаючи визначену частину короткохвильової радіації Сонця, самі випромінюють радіацію в області довгих хвиль. Атмосфера також випромінює довгохвильову радіацію у напрямку підстильної поверхні. Співвідношення зазначених вище потоків променистої енергії на підстильній поверхні характеризує радіаційний баланс, тобто суму всіх променистих потоків, що поглинаються і випромінюються підстильною поверхнею.

Не вся сумарна радіація  $S$ , що надходить до підстильної поверхні, поглинається нею. Частина сумарної радіації підстильною поверхнею відбивається. Відносна відбивна здатність підстильної поверхні називається її *альбедо*. Різні типи підстильної поверхні характеризуються різними альбедо  $\alpha$ . Наприклад, світлий сніг має альбедо у границях 0,7-0,95; морський лід – 0,3-0,4; поля, луки, степи, ліси – 0,1-0,3; темні ґрунти – 0,05-0,15; сухі світлі пісчані ґрунти – 0,35-0,40. Характер підстильної поверхні змінюється протягом року, особливо значно на континентах середніх широт.

Таким чином, підстильна поверхня поглинає кількість сонячної радіації  $S'$ , що дорівнює

$$S' = S(1 - \alpha). \quad (2.1)$$

Підстильна поверхня, отримуючи короткохвильову радіацію Сонця, нагрівається і випромінює енергію. Оскільки температура поверхні Землі набагато нижча температури Сонця, енергія, що випромінюється земною поверхнею, припадає на інфрачервоний інтервал спектра, тобто на довжини хвиль більше 4 мкм. Це випромінювання називається тепловою інфрачервоною радіацією (ТІЧР). Потік ТІЧР земної поверхні значно менший, ніж потік сонячної радіації, яка надходить на верхню межу атмосфери, однак він порівняльний з потоком сонячної радіації, що надходить на земну поверхню.

Як і земна поверхня, атмосфера випромінює радіацію в інфрачервоному діапазоні. Але випромінювання атмосфери має більш складний характер, ніж випромінювання земної поверхні. Це визначається тим, що за законом Кірхгофа енергію випромінюють лише ті гази, які її поглинають, тобто термодинамічно активні домішки атмосфери. В основному –  $O_3$ ,  $CO_2$  і  $H_2O$ . Випромінювання цих газів має складний селективний характер. Водяна пара має інтенсивні смуги поглинання в діапазонах  $5,5 \text{ мкм} < \lambda < 7,1 \text{ мкм}$  та  $\lambda > 17 \text{ мкм}$ . В інтервалі  $8,5 < \lambda < 12 \text{ мкм}$  він є практично прозорим для ТІЧР. Тому ця ділянка спектру називається *вікном прозорості*. Вуглекислий газ має досить інтенсивну смугу поглинання з центром 15 мкм, а озон – з центром 9,6 мкм.

Частина довгохвильового випромінювання атмосфери  $B_a$ , яка надходить до земної поверхні, називається *противипромінюванням атмосфери* або *зустрічним випромінюванням*. Частина  $\delta B_a$  цього випромінювання  $B_a$  поглинається земною поверхнею (множник  $\delta$  враховує відміну підстильної поверхні від абсолютно чорного тіла). Таким чином, кількість тепла, що випромінюється земною поверхнею  $B^*$  визначається різницею потоків тепла, що випромінюються ( $B_0$ ) і поглинаються ( $\delta B_a$ ) нею

$$B^* = B_0 - \delta B_a. \quad (2.2)$$

Вона носить назву *ефективного випромінювання*. Як правило  $B^* > 0$ , тобто земна поверхня втрачає тепло.

Різниця між енергією, яку земна поверхня отримує, і енергією, що вона втрачає, називають *радіаційним балансом земної поверхні*  $R$ . Отже

$$R = S(1 - \alpha) - B^* . \quad (2.3)$$

Розподіл річних сум радіаційного балансу міститься на рис. 2.1. Вони змінюються від значень менших 200 МДж/м<sup>2</sup> в Антарктиді до 3700 – 4000 МДж/м<sup>2</sup> у тропічній зоні. У середніх та високих широтах півкуль спостерігається зональний розподіл радіаційного балансу, який порушується в областях, де суттєво збільшується хмарність, що значно впливає на обидві частини радіаційного балансу.

Радіаційний баланс підстильної поверхні характеризує променисту енергію, яку ця поверхня отримує або втрачає. Це приводить до її нагрівання або охолодження. У відповідності до закону збереження енергії це спричиняє фізичні процеси, під дією яких виникає теплообмін між атмосферою та іншими ланками кліматичної системи, а також між підстильною поверхнею й більш глибокими шарами суші та океану.

### **2.3 Баланс тепла підстильної поверхні та кліматичної системи**

Основні механізми теплообміну визначаються рівнянням теплового балансу

$$R = LE + P_m + P_{\text{м}}, \quad (2.4)$$

у якому  $E$  – швидкість випаровування,

$LE$  – тепло випаровування (прихована теплота),

$L$  – питома теплота пароутворення,

$P_m$  – турбулентний потік тепла (явна теплота),

$P_{\text{м}}$  – теплообмін з більш глибокими шарами ґрунту або води.

Крім цих механізмів у теплообміні приймають участь втрати тепла на танення снігу або льоду, тепло, що переноситься опадами, тепло, що пов'язане з дисипацією кінетичної енергії при терті повітря з підстильною поверхнею, біологічний теплообмін, який обумовлюється перетвореннями радіаційної енергії у хімічну в процесі фотосинтезу й виділення тепла при окисненні біомаси. Але перелічені складові теплообміну значно менші ніж ті, що утримуються в рівнянні теплового балансу.

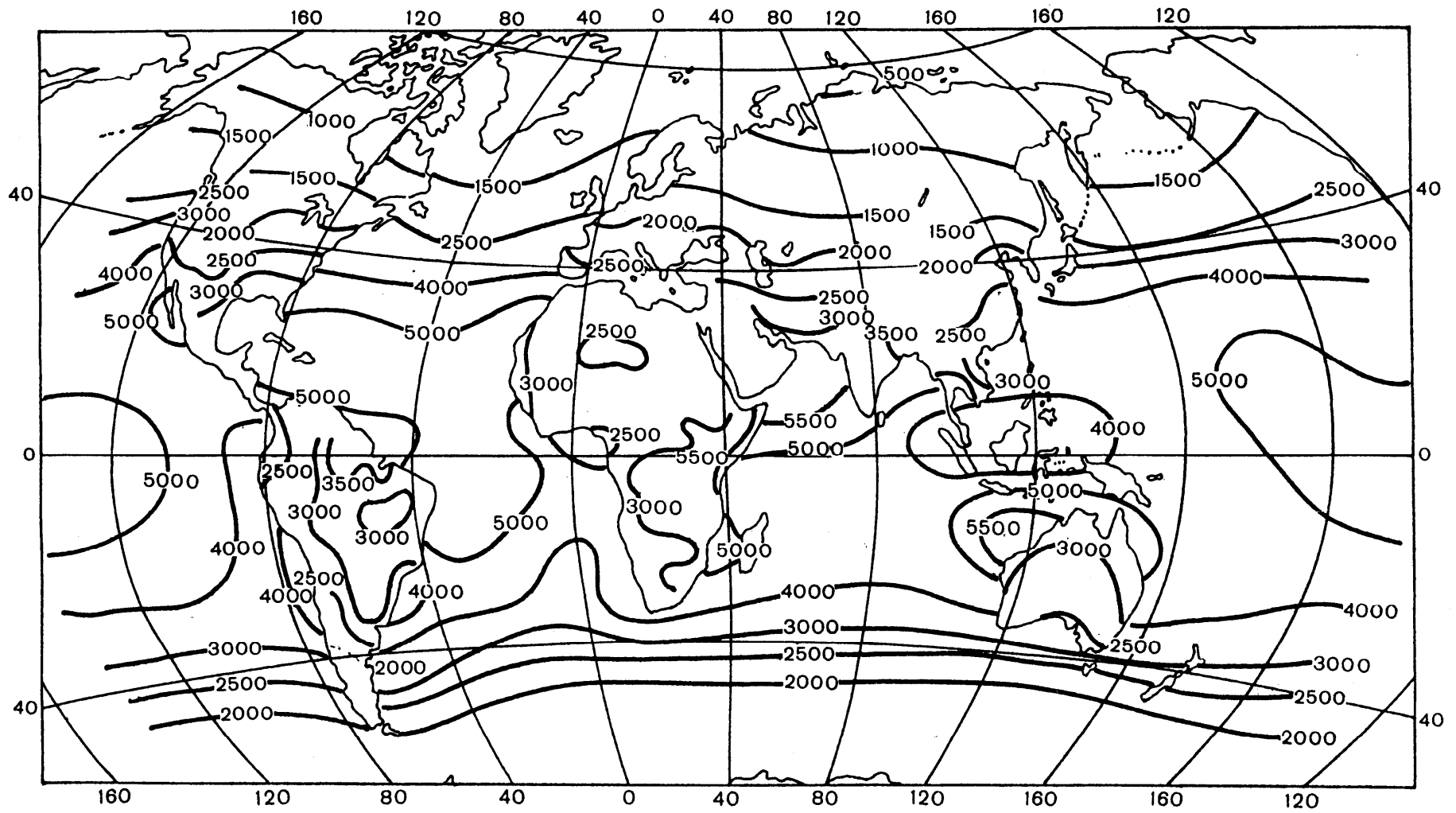


Рисунок 2.1 – Радіаційний баланс земної поверхні за рік (МДж/м<sup>2</sup>)



Найбільшу роль у теплообміні між ланками кліматичної системи відіграють прихована і явна теплота. Швидкість випаровування, яка визначає першу з них, залежить від ряду факторів. До них належать швидкість вітру, шорсткість випарної поверхні, особливості вертикального розподілу водяної пари в приземному шарі повітря, а також від зволоження випарної поверхні. У зв'язку з цим умови випаровування розрізняються над сушею і океаном. Вони є різними також у різні пори року. Усі ці відмінності виявляються на карті розподілу витрат теплоти на випаровування (рис. 2.2).

З неї випливає, що протягом року океани втрачають за рахунок випаровування значно більше теплоти, ніж континенти. Максимуми річних витрат прихованої теплоти спостерігаються в зоні пасатів. Розподіл зон максимумів над океанами залежить від положення теплих і холодних океанічних течій. Ясно, що з теплої поверхні води швидкість випаровування при інших рівних умовах є більшою, ніж з холодної. Найбільші кількості прихованої теплоти спостерігаються над тропічними пустелями.

У середньому за рік поверхні всіх континентів, за виключенням Антарктиди, й більша частина поверхонь усіх океанів віддають тепло в атмосферу. Над континентами тепловіддача найбільших значень досягає у тропічній зоні, а над океанами в середніх і високих широтах – в зонах розташування теплих течій. В останніх турбулентний потік тепла від поверхні океану в атмосферу є особливо значним у холодну пору року. Таким чином, океан, поглинаючи у тропічній зоні велику кількість сонячної енергії, переносить теплоту в високі широти через теплі течії, яку шляхом явної й прихованої теплоти передає в атмосферу, насичуючи останню в той же час водяною парою.

Механізми теплообміну з більш глибокими шарами суші й океану значно розрізняються. Якщо механізмом теплообміну у ґрунті є молекулярний теплообмін, то в океані велику роль відіграє турбулентний й конвективний теплообмін та горизонтальний (адвективний) перенос теплоти. Тому в океанах, особливо в середніх і високих широтах, він має велике значення (рис. 2.3), у той час, коли на континентах у середньому за рік він є незначним.

Розподіл потоків променистої енергії, прихованої та явної теплоти в системі Земля-атмосфера, обумовлених процесами теплообміну між різними ланками кліматичної системи, у середньому за рік у відносних одиницях зображується на рис. 2.4. З нього випливає, що з загальної кількості сонячної енергії, що надходить на верхню межу атмосфери, 20 одиниць поглинається в атмосфері термодинамічно активними домішками й тільки 47 одиниць – діяльним шаром суші та океану, 5 одиниць поглинається хмарами, а 28 одиниць відбивається назад у світовий простір. Таким чином, альbedo системи земля-атмосфера дорівнює 28 %.

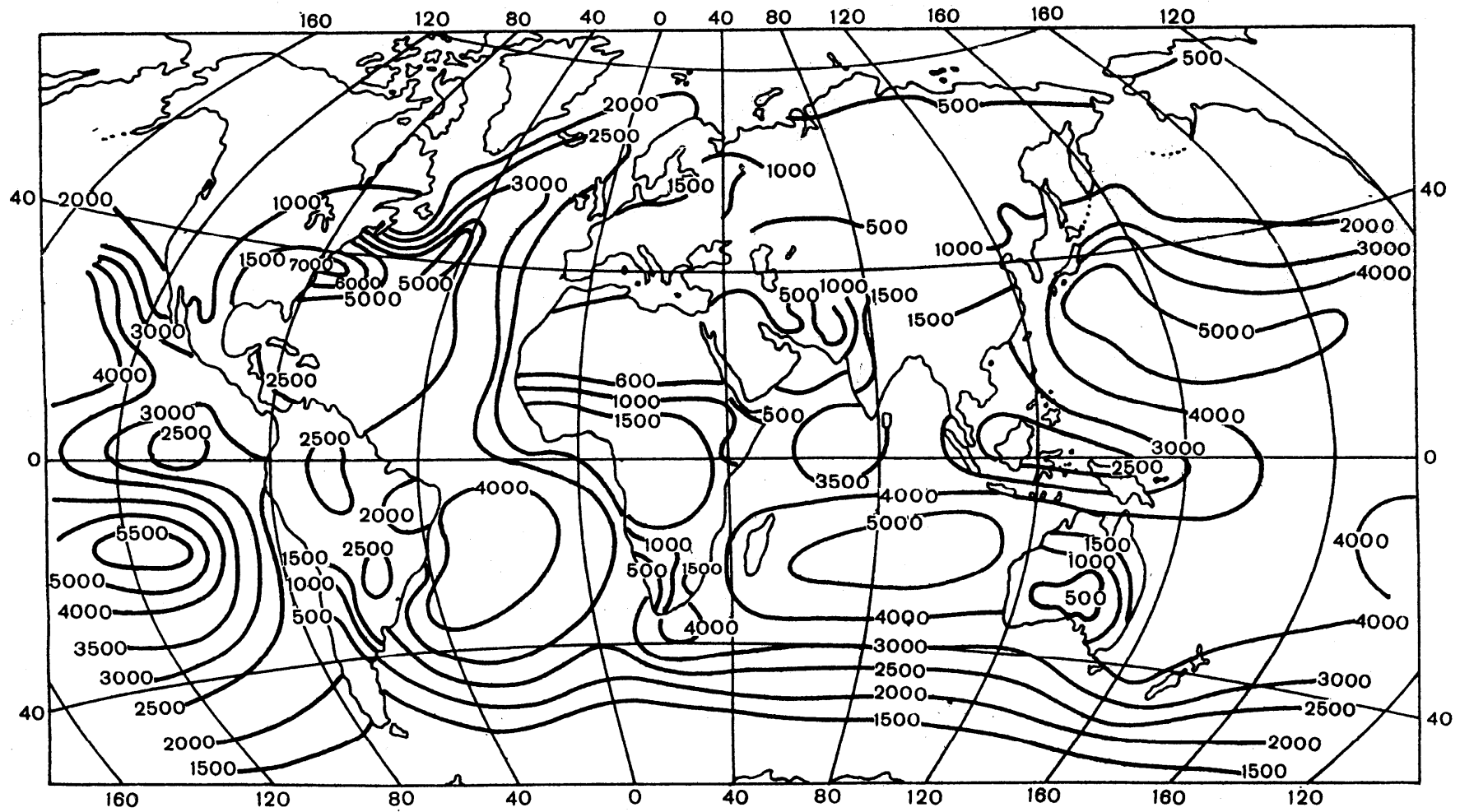


Рисунок 2.2 – Витрати тепла на випаровування вологи за рік (МДж/м<sup>2</sup>)

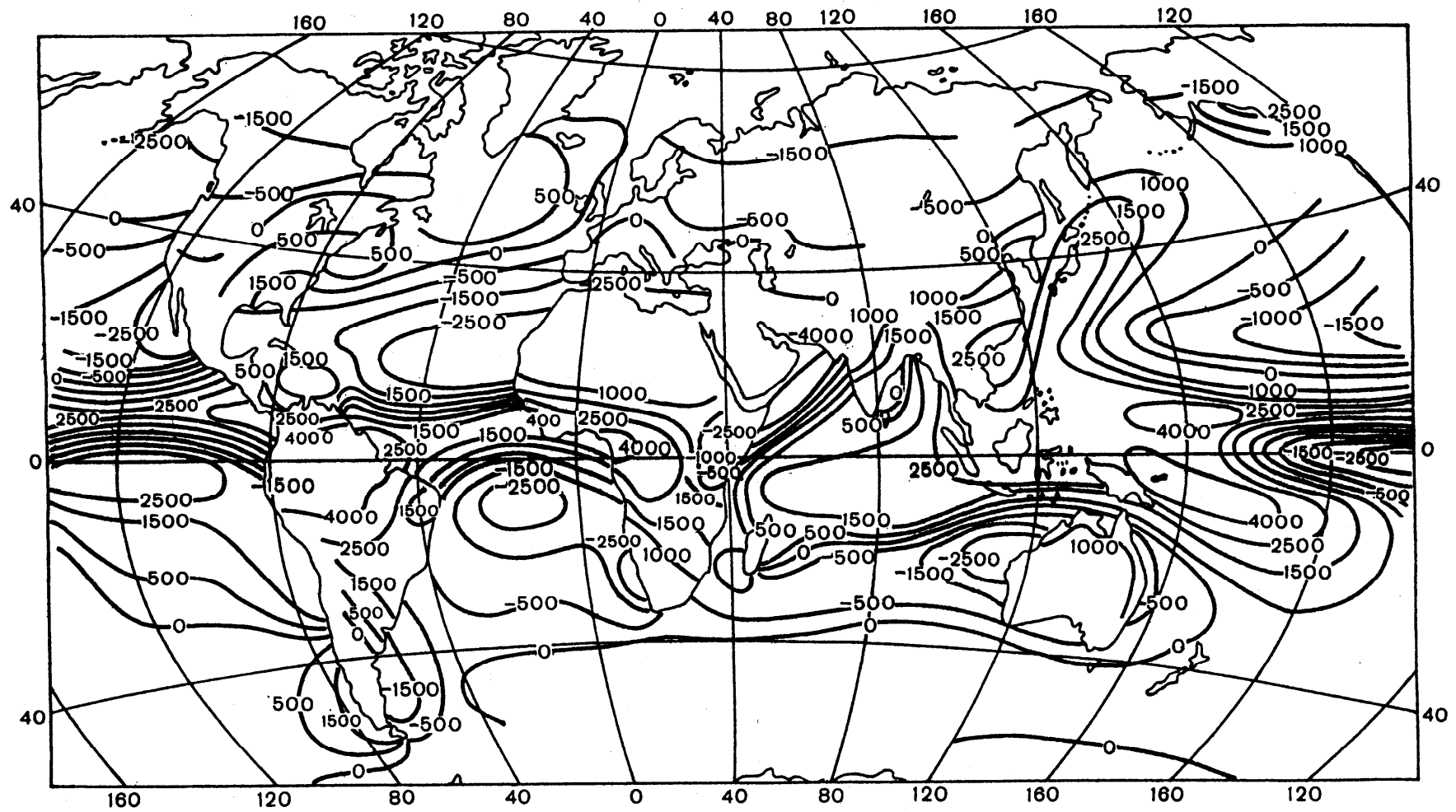


Рисунок 2.3 – Горизонтальний перенос тепла в атмосфері за рік (МДж/м<sup>2</sup>)

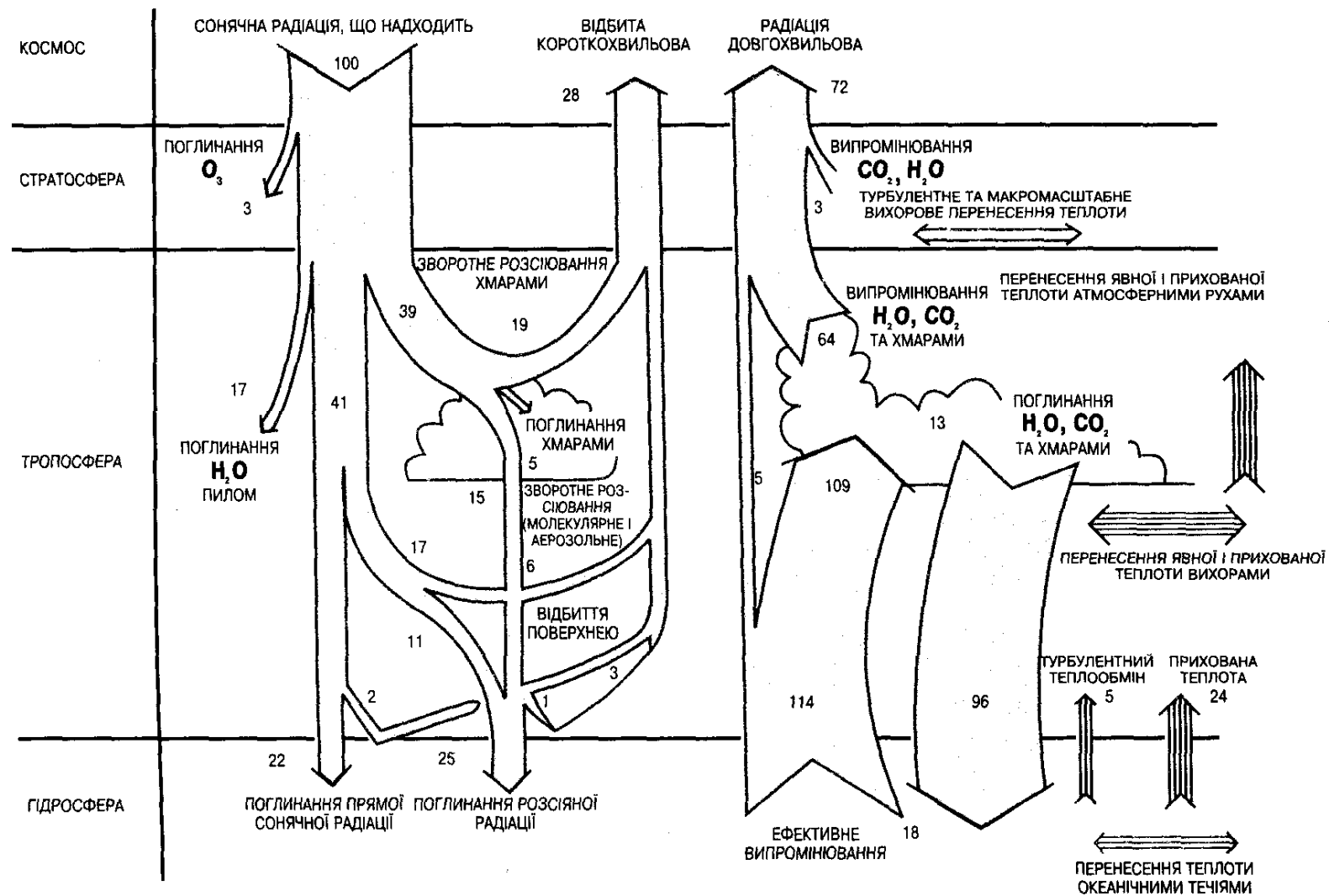


Рисунок 2.4 – Схема середнього теплового балансу кліматичної системи Землі

Більша частина довгохвильового випромінювання підстильної поверхні поглинається атмосферою (109 одиниць із 114), на зустрічне випромінювання атмосфери припадає 96 одиниць. На енергію, що випромінюється у космічний простір, приходиться 72 одиниці. Вона визначається випромінюванням верхньої границі хмарності й верхніх шарів атмосфери. Радіаційний баланс підстильної поверхні є додатним і дорівнює 29 одиницям, у той час як для атмосфери він є від'ємним та має таке саме абсолютне значення. Отже, радіаційний баланс системи земля-атмосфера дорівнює нулю. Перенос теплоти від підстильної поверхні до атмосфери здійснюється за рахунок прихованої теплоти. Вона дорівнює 24 одиницям, що приблизно у 5 разів перебільшує турбулентний теплообмін (5 одиниць).

Джерела й стоки тепла являють собою механізми в основному вертикального перерозподілу енергії у кліматичній системі. Але радіаційний баланс компенсується не тільки в результаті фазових перетворень води й турбулентного теплообміну. Велику роль відіграє також і горизонтальний перенос тепла в океані та атмосфері за рахунок міжширотного обміну мас води й повітря з різними температурними характеристиками.

## 3 ПОНЯТТЯ ПРО ЗАГАЛЬНУ ЦИРКУЛЯЦІЮ АТМОСФЕРИ

### 3.1 Характеристика загальної циркуляції атмосфери

*Загальною циркуляцією атмосфери* називають сукупність основних повітряних течій, які втілюють горизонтальний та вертикальний обмін мас повітря. Це великомасштабні компоненти атмосфери.

Під *великомасштабними компонентами* розуміють просторові неоднорідності глобальних полів, що описують стани атмосфери, які мають масштаби, набагато більші за ефективну товщину атмосфери

$H = \frac{P_s}{g\rho_s} \sim 10$  км. Такими компонентами є глобальні циркуляції – зональні,

мусонні й синоптичні процеси, тобто хвилі Россбі-Блінової – баротропічні

з типовими горизонтальними масштабами Обухова  $L_o = \frac{\sqrt{gH}}{f}$  і барокліні

– з масштабами порядку радіуса деформації Россбі  $L_o = \frac{NH}{f}$ . У цих

рівностях  $P_s$ ,  $\rho_s$  – тиск і густина атмосфери біля земної поверхні  $g$  – прискорення вільного падіння,  $f$  – параметр Коріоліса,  $N$  – частота Вайсяля-Брента.

Виникає питання про те, чи є загальна циркуляція атмосфери кліматоутворювальним фактором, чи характеристикою клімату. З одного боку загальна циркуляція атмосфери породжується зовнішніми астрономічними і геофізичними кліматоутворювальними факторами, оскільки цими факторами обумовлюється потік сонячної радіації, що нерівномірно розподіляється по поверхні Землі завдяки особливостям її орбітального руху, структури Землі як планети, швидкості обертання Землі навколо своєї осі. З іншого боку, вона генерується і під впливом внутрішніх кліматоутворювальних факторів, які визначають характер енергетичної взаємодії між ланками кліматичної системи. До них, як вже зазначалося, відносяться склад та структура атмосфери, особливості підстильної поверхні, у тому числі географічний розподіл океанів і материків, рельєф поверхні суші. Отже, загальна циркуляція атмосфери є однією з характеристик стану кліматичної системи. Однак, основні повітряні течії являють собою механізм обміну масами холодного й теплого повітря і, як наслідок, переносу тепла та вологи, що формує кліматичний режим окремих регіонів і планети у цілому. Вони чинять великий вплив на формування особливостей циркуляції вод у океані. Особливо великий вплив загальна циркуляція атмосфери чинить на хмарність, опади й інші метеорологічні величини, які характеризують

кліматичні умови. З цієї точки зору загальну циркуляцію атмосфери слід віднести до внутрішніх геофізичних кліматоутворювальних факторів.

Як зазначалося вище, загальна циркуляція атмосфери включає ряд великомасштабних рухів. Серед них найбільший масштаб має західний перенос мас повітря, який охоплює тропосферу і частину стратосфери позатропічних широт улітку й всю стратосферу узимку. Він обумовлюється тим, що із-за наявності температурного контрасту між екватором і полюсом горизонтальна складова баричного градієнта в основному має напрямок від тропіків до полюсів, а також відхиляючою дією обертання Землі навколо своєї осі. Західний перенос, більше чи менше збурений, спостерігається, як правило, над більшою частиною позатропічних широт північної і південної півкуль. Температурний контраст між полюсами та екватором Шулейкін назвав тепловою машиною першого роду. Тепловою машиною другого роду можна назвати температурні контрасти між більш теплим океаном та більш холодним континентом узимку й між перегрітим континентом і порівняно холодним океаном улітку. Роботою такої теплової машини забезпечується мусонна циркуляція, яка має масштаби, порівнянні з розмірами континентів і океанів. У тропічній зоні спостерігається пасатна циркуляція. Вона обумовлена наявністю субтропічних антициклонів.

Важливою складовою частиною загальної циркуляції атмосфери є циркуляція повітря у системі позатропічних циклонів і антициклонів, які безперервно виникають і руйнуються, чинячи великий вплив на характер міжширотного обміну мас повітря, результатом якого є перенос тепла з низьких широт у високі та холоду із високих широт у низькі. Міжширотний обмін підтримує визначений розподіл температури повітря, котрий суттєво відрізняється від її розподілу за умов променистої рівноваги в атмосфері.

Повітряні течії в системі загальної циркуляції атмосфери характеризуються тим, що швидкості горизонтальної складової потоку у великомасштабних процесах у середньому на 2-3 порядки більші, ніж швидкості його вертикальної складової.

Атмосферні рухи мають вихровий характер і характеризуються нестационарністю. Це приводить до того, що атмосферна циркуляція, її структурні елементи безперервно змінюються. У результаті вертикальної неоднорідності атмосфери, характеристики якої змінюються з широтою, відбувається змінювання напрямку і швидкості повітряних течій, що поряд зі змінюванням у вертикальному та горизонтальному напрямках густини повітря створює нерівномірний розподіл кінетичної енергії як по вертикалі, так і по горизонталі. Енергетичний внесок різних шарів атмосфери змінюється також при переході від одного сезону до іншого.

Закономірності сезонних змінювань циркуляції атмосфери пов'язані з нерівномірним надходженням сонячної енергії до різних півкуль у один і

той же сезон і в різні сезони у визначеній півкулі. Особливо інтенсивно цей ефект проявляється у північній півкулі, де великі простори займають материки. Відносне охолодження зимою материків і перегрів їх літом чинять через різниці в енергетичній взаємодії атмосфери з материками і океанами сезонні особливості поля тиску і, як наслідок, поля течій.

Окрім вихрових в атмосфері спостерігаються також хвильові рухи. До них відносяться хвилі у західному потоку з довжиною до 5000 км, що називаються хвилями Россбі, хвилі меншого масштабу, які відповідають окремим циклонам і антициклонам, а також гравітаційні хвилі.

Хвильові рухи притаманні й різного роду поверхням розділу, які утворюються в атмосфері.

Існують різні методи вивчення загальної циркуляції атмосфери: синоптичний, статистичний та гідродинамічний. Синоптичний метод розуміє вивчення великомасштабних повітряних течій за допомогою карт погоди різних рівнів. Статистичний метод базується на аналізі характеристик полів великомасштабних течій, отриманих за допомогою методів математичної статистики. Нарешті, гідродинамічний метод має в своїй основі математичне моделювання атмосферних процесів за допомогою рівнянь гідродинаміки, які відбивають фізичні закономірності, притаманні атмосфері Землі.

## **3.2 Особливості математичного моделювання загальної циркуляції атмосфери**

### **3.2.1 Рівняння моделі**

При побудові математичної моделі враховуються отримані в результаті експериментальних досліджень положення про те, що макротурбулентний меридіональний перенос зональної кількості руху у середні широти, де швидкість зонального вітру досягає максимуму, у значній мірі компенсує втрати кількості руху із-за тертя з земною поверхнею. Результати розрахунків кількості теплоти, яка переноситься синоптичними вихорами до полюса, показали, що у позатропічних широтах це тепло має такий порядок величини, що воно зрівноважує втрату енергії за рахунок вилучення її у високих широтах і приріст у низьких широтах. Звідси випливає, що енергія великомасштабних вихорів і енергія зонального руху повинні розглядатися взаємопов'язано: перенос через вихори зональної кількості руху у середніх широтах відповідає переходу кінетичної енергії вихорів у кінетичну енергію зонального руху (так звана „від'ємна в'язкість”). Ця ідея разом з уявленнями про те, що синоптичні вихори утворюються завдяки бароклінній нестійкості



осередненої зональної циркуляції, і лежить в основі сучасного розуміння загальної циркуляції атмосфери.

В атмосфері для опису основних великомасштабних складових циркуляції повітря часто приймають припущення, що рухи є квазістатичними й бездивергентними. Це дає можливість застосовувати спрощені рівняння гідродинаміки. У сферичній системі координат з урахуванням того, що координата  $r = a + z$ ,  $a$  – радіус Землі, а  $z$  – висота над рівнем моря, і що  $z \ll a$  замінюють  $r$  на  $a$  й тоді рівняння гідродинаміки мають такий вигляд:

– основне рівняння статички

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g; \quad (3.1)$$

– рівняння нерозривності в бездивергентній атмосфері

$$\frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left[ \frac{\partial (V_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} \right] = 0, \quad (3.2)$$

де  $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$  ( $\varphi$  - широта),

$V_z, V_\theta$  і  $V_\lambda$  відповідно компоненти швидкості вітру у сферичній системі координат;

– рівняння горизонтального руху:

$$\frac{dV_\theta}{dt} - \frac{ctg \theta}{a} V_\lambda^2 - 2\omega \cos \theta \cdot V_\lambda = -\frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + f_\theta; \quad (3.3)$$

$$\frac{dV_\lambda}{dt} + \frac{ctg \theta}{a} V_\theta V_\lambda + 2\omega \cos \theta \cdot V_\theta = \frac{1}{a\rho \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + f_\lambda. \quad (3.4)$$

В останніх рівняннях  $\omega$  - кутова швидкість обертання Землі,  $f_\theta$  і  $f_\lambda$  - компоненти прискорення сили тертя. Вони описуються рівняннями:

$$\rho f_\theta = \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial \tau_{\theta \theta} \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta \lambda}}{\partial \lambda} \right) - \frac{ctg \theta}{a} \tau_{\lambda \lambda}; \quad (3.5)$$

$$\rho f_\lambda = \frac{\partial \tau_{\lambda z}}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial \tau_{\lambda \theta} \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\lambda \lambda}}{\partial \lambda} \right) - \frac{ctg \theta}{a} \tau_{\lambda \theta}. \quad (3.6)$$

У рівняннях (3.5) та (3.6)  $\tau_{ij}$  – відповідні компоненти тензора напруження тертя, а в рівняннях (3.3) – (3.4) оператор

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_z \frac{\partial}{\partial z} + \frac{V_\theta}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda}. \quad (3.7)$$

Для поля швидкості, що описується рівняннями (3.2) – (3.4), треба сформулювати краєві умови на поверхні Землі. На поверхні суші, рельєф якої залежить від географічних координат  $z = h(\theta, \lambda)$  і вважається визначеним, необхідно зажадати спрямування до нуля всіх трьох компонент швидкості вітру  $V_z = V_\theta = V_\lambda = 0$ . На вільній поверхні океану необхідно зажадати неперервності потоків маси, імпульсу і енергії. При розгляданні великомасштабних атмосферних процесів вважають, що поверхня океану є горизонтальною ( $z = 0$ ), і на ній треба зажадати спрямування до нуля вертикальної компоненти швидкості  $V_z = 0$  і неперервності горизонтальних компонент швидкості атмосферного тиску й горизонтальних напружень  $\tau_{\theta z}$  та  $\tau_{\lambda z}$ . Досить часто рівняння руху (3.3) і (3.4) інтегруються безпосередньо лише в області вище атмосферного граничного шару (АГШ), де вертикальним обміном імпульсу  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z}$  і  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\lambda z}}{\partial z}$  у рівняннях для  $f_\theta$  та  $f_\lambda$  можна знехтувати. Сам АГШ параметризується.

Чотири рівняння (3.1) – (3.4) утримують п'ять невідомих  $V_z, V_\theta, V_\lambda, p, \rho$ . Тому для замкнення системи цих рівнянь застосовуються *рівняння стану вологого повітря*

$$p = [R_c + (R_{\text{II}} - R_c)s] \rho T, \quad (3.8)$$

де  $R_c = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$  і  $R_{\text{II}} = 461 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$  – газові сталі відповідно сухого повітря і водяної пари;

$s$  – масова доля водяної пари;

$T$  – температура повітря.

Маса рідкої води і льоду в хмарах значно менше масової долі пари, тому ними в рівнянні (3.8) можна нехтувати.

Це рівняння утримує нові невідомі функції  $T$  і  $s$ . Для їх визначення використовують *рівняння еволюції ентропії  $\eta$  і масової частки пари*:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\varepsilon + Lm}{T} - \left[ \frac{\partial Q_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial(Q_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial Q_\lambda}{\partial \lambda} \right) \right], \quad (3.9)$$

$$\frac{ds}{dt} = -m - \left[ \frac{\partial J_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial(J_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial J_\lambda}{\partial \lambda} \right) \right], \quad (3.10)$$

де  $\varepsilon$  – швидкість променистого притоку тепла до одиниці маси повітря, а також дисипації кінетичної енергії;

$m$  – питома швидкість конденсації (або сублімації) водяної пари у хмарах (якщо  $m < 0$ , то це – швидкість випаровування крапель);

$L$  – питома прихована теплота конденсації або сублімації (для конденсації  $L = L_0 - (c_\theta - c_{\text{II}})(T - T_0)$ , де  $L_0 = 2502,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ ,

$c_\theta = 4186,8 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$  – питома теплоємність води,  $c_{\text{II}} = 1386 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$  – питома

теплоємність пари; для сублімації  $(L = 2836,3 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}})$ ;  $T_0 = 0^\circ \text{C}$ ;  $Q_i$  і  $J_i$ ,

( $i = z, \theta, \lambda$ ) – компоненти дрібномасштабних потоків ентропії та масової долі пари.

До рівняння (3.9) необхідно додати формули для ентропії. Поза хмарами (при  $m = 0$ )

$$\begin{cases} \eta = (1-s)\eta_c + s\eta_n; \\ \eta_c = c_p \ln T - R_c \ln p + \text{const}; \\ \eta_n = c_{pn} \ln T - R_n \ln e + \text{const}; \end{cases} \quad (3.11)$$

де  $\eta_c$  і  $\eta_n$  – ентропія сухого повітря і водяної пари;

$p$  та  $e$  – їх парціальні тиски;

$c_p = 1003 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$  – питома теплоємність повітря при постійному тиску.

Як відомо,

$$s = 0,622 \frac{e}{p - 0,378e}. \quad (3.12)$$

У хмарах повітря є насиченим вологою, тому там треба використовувати замість парціального тиску  $e$  парціальний тиск насиченої пари  $E(T)$ , який визначається рівнянням Клаузіуса-Клапейрона:

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{R_n T^2}. \quad (3.13)$$

При цьому,  $s = S_m(T, P)$ , а саме

$$S_m = 0,622 \frac{E}{p - 0,378E}, \quad (3.14)$$

а з рівнянь (3.9) – (3.10) можна визначити функції  $m$ .

Для більш детального описування хмар треба залучити рівняння для питомої водності (тобто концентрації крапельно-рідкої води і льоду):

$$\frac{dq}{dt} = m - n - \left[ \frac{\partial J_{ez}}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial (J_{e\theta} \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial J_{e\lambda}}{\partial \lambda} \right) \right], \quad (3.15)$$

де  $J_{ei}$  ( $i = z, \theta, \lambda$ ) – компоненти потоків вологи;

$n = \frac{1}{\rho} \frac{\partial Q_e}{\partial z}$  – швидкість випадіння опадів;

$(Q_e = -\rho q \bar{w})$  – щільність вертикального потоку маси крапель води і кристалів льоду за рахунок їх гравітаційного осідання,

$\bar{w}$  – середня швидкість осідання хмарних часток

$$\bar{w} = \int_0^R w(r) r^3 f(r) dr. \quad (3.16)$$

У цьому рівнянні:

$R$  – радіус найбільших хмарних елементів;

$r$  – поточний їх радіус;

$f(r)$  – щільність розподілу хмарних елементів за розмірами.

Якщо потрібно знати, у якому фазовому стані опади випадають на поверхню Землі – у твердому чи рідкому, то для цього треба або розподіляти водність на концентрацію рідкої води  $q_e$  і концентрацію льоду й снігу  $q_l$  і складати замість (3.15) два рівняння для  $q_e$  і  $q_l$  й простежувати за двома видами опадів  $n_e$  і  $n_l$  або параметризувати вид опадів температурою опадів.

### 3.2.2 Граничні умови та фізичні процеси

За умову на верхній межі береться умова твердої стінки. Це означає, що через верхню границю моделі відсутні потоки як вгору, так і вниз: при  $z = z_T$   $\rho w = 0$ , оскільки  $w = 0$ . Для горизонтальної кількості руху на  $z = z_T$  застосовується умова ковзання, що попереджує появу джерел і стоків кількості руху на верхній границі  $z_T$ . Додатково вважаються відсутніми вертикальні потоки тепла і прихованої теплоти або вологи через верхню границю модельної атмосфери. Всі ці умови можна записати таким чином:

$$w = \tau_\lambda = \tau_\theta = P_T = E_g = 0 \text{ при } z = z_T. \quad (3.17)$$

Крайовою умовою на поверхні землі для рівняння (3.9) є *рівняння теплового балансу*:

$$H_s = (1 - A)F_\delta^\downarrow + F_a^\downarrow - B(T_s) - P_T - P_C - P_{OP} + P_\Phi, \quad (3.18)$$

де

$H_s$  – потік тепла углиб океану чи діяльного шару суші;

$F_\delta^\downarrow$  – потік короткохвильової сонячної радіації, яка надходить до підстильної поверхні;

$F_a^\downarrow$  – потік довгохвильової радіації від атмосфери;

$B(T_s) = \delta\sigma T_s^4$  – власне довгохвильове випромінювання підстильної поверхні;

$P_T$  – турбулентний потік тепла;

$P_C$  – приховане тепло ( $P_C = LE_g$ );

$E_g$  – швидкість випаровування;

$P_{OP}$  – потік тепла, яке приноситься опадами;

$P_\Phi$  – теплота замерзання води й плавлення льоду (додатня при замерзанні);

$A$  – альbedo підстильної поверхні.

Крайовою умовою на вільній поверхні океану для рівняння (3.15) є вологість насичення  $s = S_m(T_s, P_s)$ , а на поверхні суші – аналогічне рівнянню (3.18) *рівняння балансу вологи*:

$$E_s = \tilde{W} - E_g - E_\Phi - J_s, \quad (3.19)$$

де  $\tilde{W}$  – швидкість збільшення води за рахунок опадів;

$E_e$  – швидкість випаровування;

$E_\phi$  – потоки води, що утворюються при замерзанні або, коли  $E_\phi < 0$  –

при таненні снігу або льоду ( $E_\phi = \frac{P_\phi}{L_\lambda}$ ;  $L_\lambda$  – питома теплота

плавлення льоду);

$J_s$  – потоки вологи у ґрунті;

$E_s$  – джерело формування поверхневого стоку.

Температура підстильної поверхні  $T_s$  у моделі в залежності від географічного району або задається, або розраховується. Над відкритим океаном її можна брати рівною кліматичному розподіленню. Використовування таких середніх кліматичних значень правомірно у випадку моделювання атмосферної циркуляції для сезонів або моделювання її річного ходу. Дійсно, теплоємність океану набагато більша теплоємності атмосфери і змінювання температури поверхні океану незначні при таких часових масштабах. Температура суші та поверхні льоду чи снігу розраховується на основі рівняння балансу енергії для підстильної поверхні (3.18) за умови, що  $H_s = 0$ .

Як і рівняння руху, термодинамічні рівняння (3.9) – (3.11) інтегруються у вільній атмосфері, а граничний шар атмосфери параметризується. Пропонується ряд принципів параметризації процесів підсіткового масштабу у граничному шарі. Розглянемо один із них.

Довготна та широтна складові сили тертя  $f_\lambda$  і  $f_\theta$  розглядаються як суми вертикального і горизонтального членів:

$$f_\lambda = f_{\lambda v} + f_{\lambda h}; \quad (3.20)$$

$$f_\theta = f_{\theta v} + f_{\theta h}. \quad (3.21)$$

Таким чином розглядаються

$$P_c = P_{cv} + P_{ch} \quad (3.22)$$

і

$$P_T = P_{Tv} + P_{Tc}. \quad (3.23)$$

Вертикальні складові тертя записуються у термінах напруги тертя

$$f_{\lambda v} = \frac{\partial \tau_\lambda}{\partial z}, \quad (3.24)$$

$$f_{\theta v} = \frac{\partial \tau_{\theta}}{\partial z}, \quad (3.25)$$

де рейнольдсові напруження визначаються формулами

$$\tau_{\lambda} = \rho k_{mv} \frac{\partial V_{\lambda}}{\partial z}, \quad (3.26)$$

$$\tau_{\theta} = \rho k_{mv} \frac{\partial V_{\theta}}{\partial z}. \quad (3.27)$$

У формулах (3.26) і (3.27)  $k_{mv}$  – вертикальний кінематичний коефіцієнт вихрової в'язкості.

Дифузія прихованого тепла  $P_{cv}$  дорівнює  $LE_{\theta v}$ , а

$$E_{\theta v} = -\rho k_{mv} \frac{\partial s}{\partial z}, \quad (3.28)$$

де  $k_{wv}$  – коефіцієнт дифузії водяної пари по вертикалі.

Аналогічним чином

$$P_{TV} = -\rho c_p k_{TV} \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_a \right), \quad (3.29)$$

де  $k_{TV}$  – кінематичний коефіцієнт термічної дифузії у вертикальному напрямку,

$$\theta = T \left( \frac{1000}{P} \right)^{\frac{R_c}{c_p}} - \text{потенціальна температура.} \quad (3.30)$$

Для врахування впливу вільної конвекції в атмосфері вважається, що кінематичний коефіцієнт теплопровідності по вертикалі  $k_{TV}$  залежить від стійкості атмосфери. У випадку нестійкої атмосфери він визначається формулою:

$$k_{TV} = A_1 + A_2 \left\{ 1 - \exp \left[ A_3 \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_a \right) \right] \right\}, \quad (3.31)$$

а у випадку стійкої атмосфери

$\left(\frac{\partial \theta}{\partial z} > \gamma_a\right)$  – співвідношенням

$$k_{TV} = [A_1 / (1 + A_4 R_i)] + A_5. \quad (3.32)$$

Емпіричні коефіцієнти  $A_i$  мають такі значення:

$$A_1 = 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1};$$

$$A_2 = 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1};$$

$$A_3 = 1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{К}^{-1};$$

$$A_4 = 40.00;$$

$$A_5 = 2.0 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$$

Число Річардсона, яке є у формулі (3.32), визначається рівнянням:

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\left(\frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_a\right)}{\left(\frac{\partial V_\lambda}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_\theta}{\partial z}\right)^2 + A_6}. \quad (3.33)$$

Константа  $A_6 = 10^{-12}$  дорівнює мінімальному значенню вертикального зсуву швидкості вітру. Вона вводиться для того, щоб величина  $Ri$  завжди була скінченною.

Вертикальні коефіцієнти дифузії для водяної пари і кількості руху вважаються рівними вертикальному кінематичному коефіцієнту теплопровідності

$$k_{mv} = k_{wv} = k_{TV}. \quad (3.34)$$

Для горизонтальної дифузії використовується наближення Смагоринського. Для вихрової дифузії горизонтальна складова визначається формулами:

$$f_{\lambda H} = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho k_{MH} D_T) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho k_{MH} D_s), \quad (3.35)$$

$$f_{\theta H} = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\rho k_{MH} D_s) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho k_{MH} D_T), \quad (3.36)$$



де

$$D_T = \frac{1}{a \sin \theta} \left[ \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \theta} (V_\theta \sin \theta) \right], \quad (3.37)$$

$$D_S = \frac{1}{a \sin \theta} \left[ \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial \theta} (V_\lambda \sin \theta) \right] \quad (3.38)$$

складові повної деформації по Смагоринському

$$D = \left( D_T^2 + D_S^2 \right)^{1/2}. \quad (3.39)$$

Горизонтальний кінематичний коефіцієнт вихрової дифузії визначається формулою

$$k_{MH} = 2k_0^2 l^2 D. \quad (3.40)$$

Коефіцієнт пропорційності  $k_0$  вибирається за можливістю малим, щоб не подавляти надмірно великомасштабні рухи. Однак для запобігання з'явлення нелінійної нестійкості коефіцієнт  $k_0$  повинен бути достатньо великим для членів  $f_{\lambda H}$  і  $f_{\theta H}$ , щоб забезпечувати вилучення надмірної енергії хвиль довжиною менше чотирьох кроків сітки. Параметр  $l$  дорівнює відстані між точками сітки.

Горизонтальна дифузія для вологи дорівнює:

$$P_{CH} = L \nabla \cdot (\rho k_{WH} \nabla s), \quad (3.41)$$

а для явного тепла

$$P_{TH} = c_p \nabla \cdot (\rho k_{TH} \nabla \theta), \quad (3.41)$$

де

$$\nabla = \frac{\vec{i}}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{\vec{j}}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \quad \text{— оператор градієнта.} \quad (3.42)$$

Члени з горизонтальною дифузиею вводяться у модель з метою параметризації впливу рухів підсіткового масштабу на рухи масштабів, що описуються розрахунковою сіткою. Вони, крім того, забезпечують вилучення нелінійної нестійкості, яка з'являється з-за спотворення спектра.

Інтенсивність нагрівання у результаті радіаційних процесів  $Q_R$  розділяється на дві частини:

$$Q_R = Q_{RL} + Q_{RS}, \quad (3.43)$$

де  $Q_{RL}$  – інтенсивність нагрівання або охолодження за рахунок довгохвильового випромінювання;  
 $Q_{RS}$  – інтенсивність нагрівання у результаті поглинання сонячної радіації.

Перший з членів рівняння (3.43) визначається формулою:

$$Q_{RL} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (F^\uparrow - F^\downarrow), \quad (3.44)$$

де  $F^\uparrow$  і  $F^\downarrow$  відповідно висхідний і низхідний потоки довгохвильової радіації, а другий член – формулою

$$Q_{RS} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_s}{\partial z}. \quad (3.45)$$

У моделі циркуляції атмосфери велике значення має реалізація прихованої теплоти. Вона є головним тепловим джерелом тропічної циркуляції і у значній мірі визначає загальну циркуляцію атмосфери. Тепло, що реалізується при конденсації водяної пари розділяється на дві частини:

$$Q_C = Q_{CS} + Q_{CC}. \quad (3.46)$$

У формулі (3.46)  $Q_{CS}$  визначає сталу реалізацію прихованого тепла за рахунок упорядкованих великомасштабних вертикальних рухів, обумовлених нестационарністю крупномасштабних атмосферних процесів, а  $Q_{CC}$  – його реалізацією у процесах купчастої конвекції. Остання має велике значення у тропіках і у середніх широтах улітку.

Стала реалізація прихованого тепла визначається таким чином. Кожний раз, коли значення масової частки водяної пари  $s$  (рівняння (3.12)) перебільшує відповідне значення масової частки насичення  $S_m$  (рівняння (3.14)), утворюється надлишок водяної пари, який може сконденсуватися у рідку воду. У цьому разі й реалізується прихована теплота конденсації, що приводить до нагрівання оточуючого повітря. При цьому

$$Q_{CS} = LM/\rho \quad , \quad (3.47)$$

де  $M$  – маса сконденсованої вологи в одиниці об'єму.

Інтенсивність нагрівання в результаті купчастої конвекції визначається рівнянням:

$$Q_{cc} = \frac{\text{arc}_p(T_{ma} - T)}{\Delta\tau} \quad , \quad (3.48)$$

де  $Q_{cc}$  – інтенсивність нагрівання одиниці маси повітря;

$ar$  – параметр, пов'язаний з розміром області, що охоплюється купчастою конвекцією;

$\Delta\tau$  – тривалість конвекції (вважається, що  $\Delta\tau = 30$  хвилин);

$T_{ma}$  – температура уздовж вологої адиабати, що проходить через

точку, де починається конденсація у частці, яка піднімається;

$T$  – температура повітря у моделі.

У більшості моделей для відтворення купчастої конвекції підсіткового масштабу використовується вологе конвективне пристосування. Воно

полягає у такому. Якщо вертикальний градієнт температури  $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$  стає

більше сухоадіабатичного  $\gamma_a$  у сухій атмосфері або більше

вологоадіабатичного градієнта  $\gamma'_a$  у насиченій атмосфері, вертикальні

рухи атмосфери стають гравітаційно-нестійкими. Як добре відомо,

зазначені градієнти розраховуються за формулами:

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p} \quad , \quad (3.49)$$

$$\gamma'_a = \gamma_a \frac{p + 0,622 \frac{LE}{R\bar{T}}}{p + 0,622 \frac{L^2 E}{R_n c_p \bar{T}^2}} \quad , \quad (3.50)$$

де  $R$  і  $R_n$  – питома газова стала вологого повітря й водяної пари відповідно;

$\bar{T}$  – зважена за густиною середня температура шару повітря.

У природі масштаби цієї нестійкості набагато менші за кроки сітки у моделі. Однак, у моделях треба здійснити пристосування на масштабах, які описуються сіткою. Для цього повинні виконуватися такі принципи:

1) внутрішня енергія залишається постійною протягом процесу пристосування, тобто

$$\int \rho T dz = const \quad (3.51)$$

(вважається, що густина повітря до й після пристосування залишається незмінною);

2) новий градієнт модельної температури дорівнює відповідному критичному градієнту:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} &= -\gamma_a \quad \text{за умови } W \leq 0, \\ \frac{\partial T}{\partial z} &= -\gamma'_a \quad \text{за умови } W > 0; \end{aligned} \quad (3.52)$$

3) середня температура залишається незмінною у процесі пристосування:

$$\bar{T} = \frac{\int \rho T dz}{\int \rho dz}. \quad (3.53)$$

Таким чином, будь-яка реалізація прихованої теплоти дає внесок в інтенсивність нагрівання й перерозподіляється по вертикалі схемою конвективного пристосування.

У моделі, крім вже описаних фізичних процесів, треба враховувати вологість ґрунту, сніговий покрив й альбедо. Рівняння для вологості ґрунту має такий вигляд:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = n - E - U_m, \quad (3.54)$$

де  $q$  – повна вологість верхнього шару ґрунту;

$n$  – інтенсивність опадів у виді дощу;

$E$  – інтенсивність випаровування;

$E_\phi$  – інтенсивність танення снігу.

Рівняння для снігового покриву має такий вигляд

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = n_c - E_c - E_\phi, \quad (3.55)$$

де  $Q_c$  – сніговий покрив у термінах еквівалентної рідкої води (см);  
 $n$  – інтенсивність опадів у вигляді снігу, яка розраховується по інтенсивності конденсації водяної пари  $m$ ;  
 $E_c$  – швидкість сублімації;  
 $E_\phi$  – інтенсивність танення снігу, яка утримується у формулі (3.54).

Вирішення питання про те, що випадає – дощ чи сніг, ґрунтується на значенні температури у першому шарі моделі, який розташовується над підстильною поверхнею. Якщо температура вище температури замерзання, то вважається, що випадає дощ, у протилежному випадку – сніг.

*Альbedo підстильної поверхні* при наявності снігу чи льоду визначається за формулою

$$A = 0,2 + 0,4Q_s. \quad (3.56)$$

За умови, що  $A$  не може перевищувати 0,6, тобто значення, отриманого при шарі рідкого еквівалента 1 см, що приблизно відповідає глибині снігу 10 см.

Як зазначалося вище, хмарність може визначатися системою рівнянь (3.8) – (3.16). Але для описування хмарності можуть застосовуватися менш складні параметризації. Прикладом може бути параметризація, де хмарність визначається відносною вологістю для двох шарів: нижня хмарність на висоті 3 км і верхня – на висоті 9 км за допомогою простих лінійних залежностей

$$c_L = 24f - 1.6; \quad 0.2 \leq c_L \leq 0.8; \quad (3.57)$$

$$c_h = 0.24f - 0.16; \quad 0.0 \leq c_L \leq 0.4, \quad (3.58)$$

де  $c_L$  і  $c_h$  – відносна кількість хмарності нижнього і верхнього рухів відповідно;

$f$  – відносна вологість на рівнях, що розглядаються.

Вводиться таке додаткове обмеження: хмари утворюються, коли вертикальна швидкість  $w > -2 \text{ см/с}$ ,  $f > 0.75$ .

Модель загальної циркуляції атмосфери, що розглядається вище, записується відносно вертикальної координати  $z$  – висоти над рівнем моря. При цьому необхідно якимось чином описати рельєф поверхні суші. Модель може мати й іншу вертикальну координату, наприклад, записуватися у термінах атмосферного тиску,  $\sigma$  – координати або перетвореної вертикальної координати  $s$ .

## 4 ОСНОВНІ СКЛАДОВІ ЗАГАЛЬНОЇ ЦИРКУЛЯЦІЇ АТМОСФЕРИ

Одна з основних задач метеорології складається у тому, щоб на основі даних про приток енергії в атмосферу та про властивості газового середовища, яке її складає, з'ясувати, що визначає її фактичну поведінку. Природа створила робочі механізми, найкращим чином пристосовані до перетворення різних видів енергії та найкращим чином для її перенесення з одних місць у інші саме так, як це необхідно. І серед повітряних течій, що мають глобальний характер, є зональний перенос.

### 4.1 Особливості глобального зонального переносу в атмосфері Землі

#### 4.1.1 Осереднені системи повітряних течій у тропосфері та стратосфері

Як було показано у другому розділі, в обох півкулях розподілення середньої температури характеризуються її зниженням до полюсів у горизонтальному напрямку (або на ізобаричній поверхні) на всіх рівнях тропосфери, виключаючи лише шари вище 200 гПа у тропіках. Загальний контраст температури між полюсом та екватором у тропосфері обох півкуль у холодну пору року більший, ніж у теплу. Характерними рисами таких середніх вертикальних розрізів є велика бароклинність у помірних широтах та чітке розмежування між тропопаузою низьких широт та тропопаузою помірних та високих широт.

Якщо враховувати змінення параметра Коріоліса з широтою, то поле середнього зонального вітру приблизно узгоджується з меридіональним розподіленням температури. Це добре видно із рис. 4.1, на якому показані середні зональні складові вітру для зими й літа. Характерними рисами цих схем є пояс східного вітру у низьких широтах та західні переноси у помірних та високих широтах.

Тропічний східний перенос охоплює зону, ширина котрої у нижніх шарах атмосфери перебільшує  $60^{\circ}$ , але з висотою зменшується. У річному ході осьові лінії поясу східних вітрів трохи пересуваються на північ улітку та південь узимку разом з екваторіальною улоговиною.

Узимку циркуляційні максимуми західних вітрів особливо добре виявлені біля поверхні 200 гПа та декілька зсунуті до екватора від  $30^{\circ}$  широти. Ці максимуми улітку пересовуються до полюсів приблизно на  $15^{\circ}$

широти у північній півкулі. Максимум вітру влітку значно слабкіший, чим відповідний зимовий максимум (рис. 4.1). Ці максимуми західних вітрів розташовані майже у точності над середнім положенням субтропічних зон високого тиску на рівні моря (рис.4.53, 4.54).

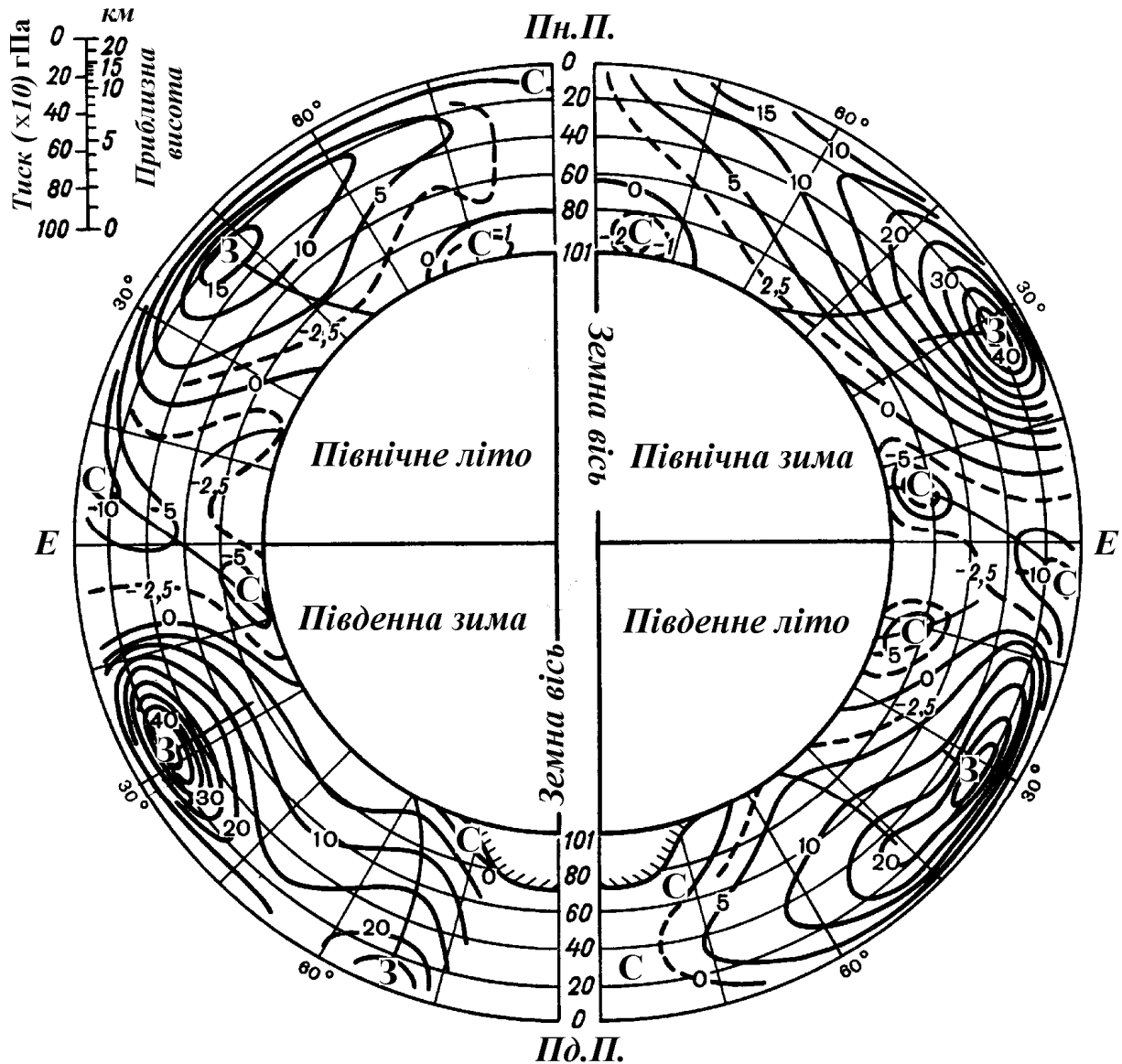


Рисунок 4.1 – Зональний вітер (м/с), осереднений по всіх довготах, зимою та літом. Від’ємні величини позначають середній східний вітер

У той час як середня зональна циркуляція у цілому знаходиться приблизно у географічній рівновазі з меридіональним баричним градієнтом, меридіональні складові осереднені по широтних колах, представляють агеострофічний вітер. На рис. 4.2 зображається середнє меридіональне розподілення вітру для зими та літа. Із рис. 4.2а випливає, що узимку у нижній тропосфері тропіків у середньому переважає північний вітер з максимальною швидкістю біля 3,5 м/с при наявності у

верхній тропосфері досить добре вираженої південної складової з максимальною швидкістю біля 2,5 м/с. У потужному шарі від 750 до 350 гПа меридіональний вітер дуже слабкий. У більш високих широтах переважають південні складові вітру у нижній тропосфері та північні – у верхній, але ж середні їх швидкості вельми невеликі.

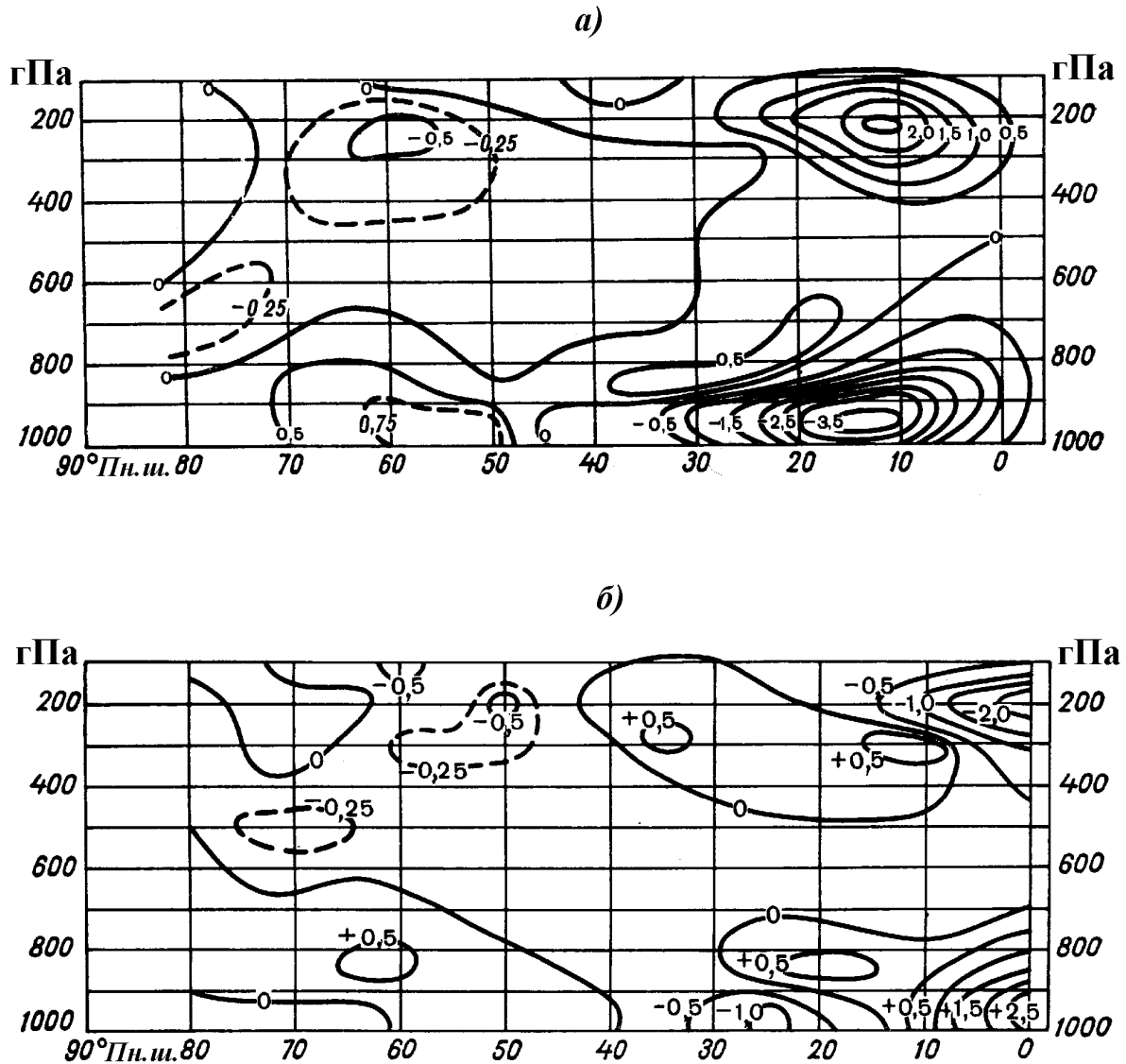
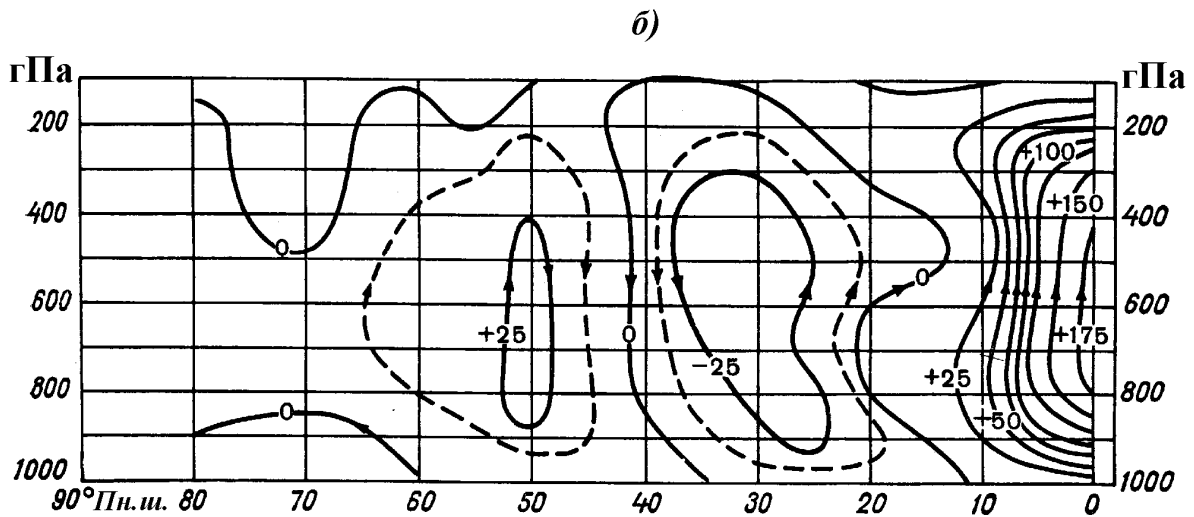
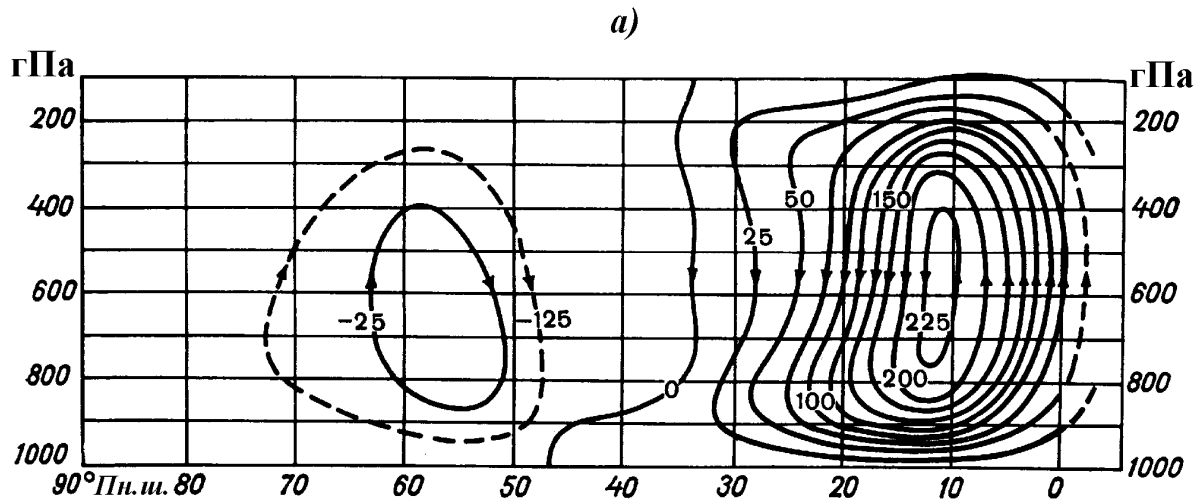


Рисунок 4.2 – Середні меридіональні складові вітру (м/с) у північній півкулі за грудень-лютий (а); червень-серпень (б)

Улітку (рис. 4.2б) у нижніх шарах між 40 та 13° пн.ш. переважають помірні північні вітри до 1 м/с, а у потужному шарі на більш високих рівнях – більш слабкі південні вітри. Ближче до екватора середні південні вітри на нижніх рівнях досягають швидкостей у 2,5 м/с, а північні вітри у високих шарах тропосфери – 2 м/с.





Кожний канал між лініями току переносить  $25 \cdot 10^6$  т/с маси повітря у напрямку, показаному стрілками

Рисунок 4.3 – Сумарна середня меридіональна циркуляція у північній півкулі узимку (а) та літом (б)

Рисунок 4.3 побудовано на основі рис. 4.2. Він відбиває циркуляцію маси. Узимку середня циркуляція маси значно інтенсивна між екватором та  $30^\circ$  пн.ш., що відповідає добре відомому тропічному «осередку Гадля» (рис. 4.4). Цей осередок з його висхідним рухом теплого повітря на півдні та низхідним рухом більш холодного повітря на півночі носить характер «прямої» циркуляції, що генерує кінетичну енергію. Як би дзеркальним його відображенням є значно слабкіша середня меридіональна циркуляція, що має протилежний напрямок, так званий «осередок Ферреля», що спостерігається у помірних широтах.

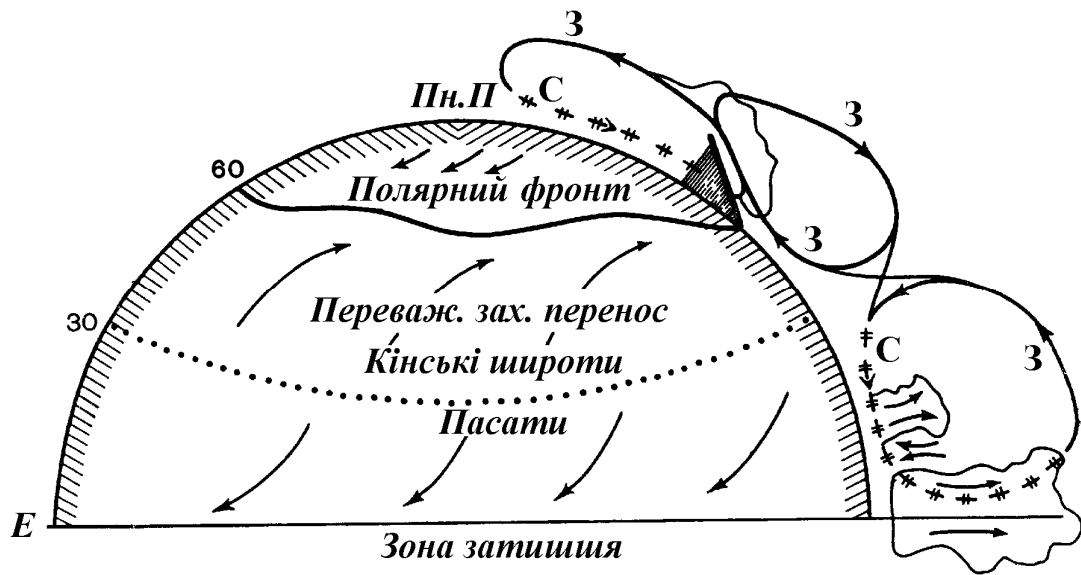


Рисунок 4.4 – Трикоміркова схема системи меридіональної циркуляції (Rossby, 1941) із конвекцією в екваторіальній зоні, осіданням у кінських широтах, висхідним рухом у полярно-фронтівій зоні (яка показана без збурень) та осіданням поблизу полюсу. Букви З та С позначають гілки з загальним західним та східним переносом

Узимку сумарна циркуляція маси в осередку Гадлея складає  $230 \cdot 10^6$  т/с у той час як циркуляція маси в осередку Ферреля складає лише  $30 \cdot 10^6$  т/с. Улітку осередок Гадлея у північній півкулі пересувається на північ приблизно на  $20^\circ$  широти та переносить порівняно невелику масу, біля  $30 \cdot 10^6$  т/с у той час як осередок Ферреля зберігає приблизно таку ж інтенсивність, як і узимку. Найбільш сильна меридіональна циркуляція улітку пов'язана з розповсюдженням на північ, за екватор, інтенсивного осередка Гадлея південної півкулі, де в цей час зима. Осередок Гадлея є тим механізмом, що підтримує існування субтропічної струминної течії та механізмом, що зберігає характерне поле температури у субтропіках, що пов'язане з цим важливим планетарним явищем. Старр прийшов до висновку, що «розділення поясу високого тиску у тропіках на окремі осередки представляє собою необхідне автоматичне пристосування атмосфери, що забезпечує перенесення абсолютного моменту кількості із поясу східного переносу низьких широт до полюсів». Осереднені системи повітряних течій у середній тропосфері представлені на картах АТ<sub>500</sub> за січень (рис. 4.5) та липень (рис. 4.6). У січні найбільш характерні особливості поля геопотенціалу – це добре виражені улоговини біля  $80^\circ$  з.д. та  $140^\circ$  с.д. і більш слабка третя улоговина між 10 та  $60^\circ$  с.д. У липні відповідні головні улоговини менш виражені, а кількість їх більше трьох.

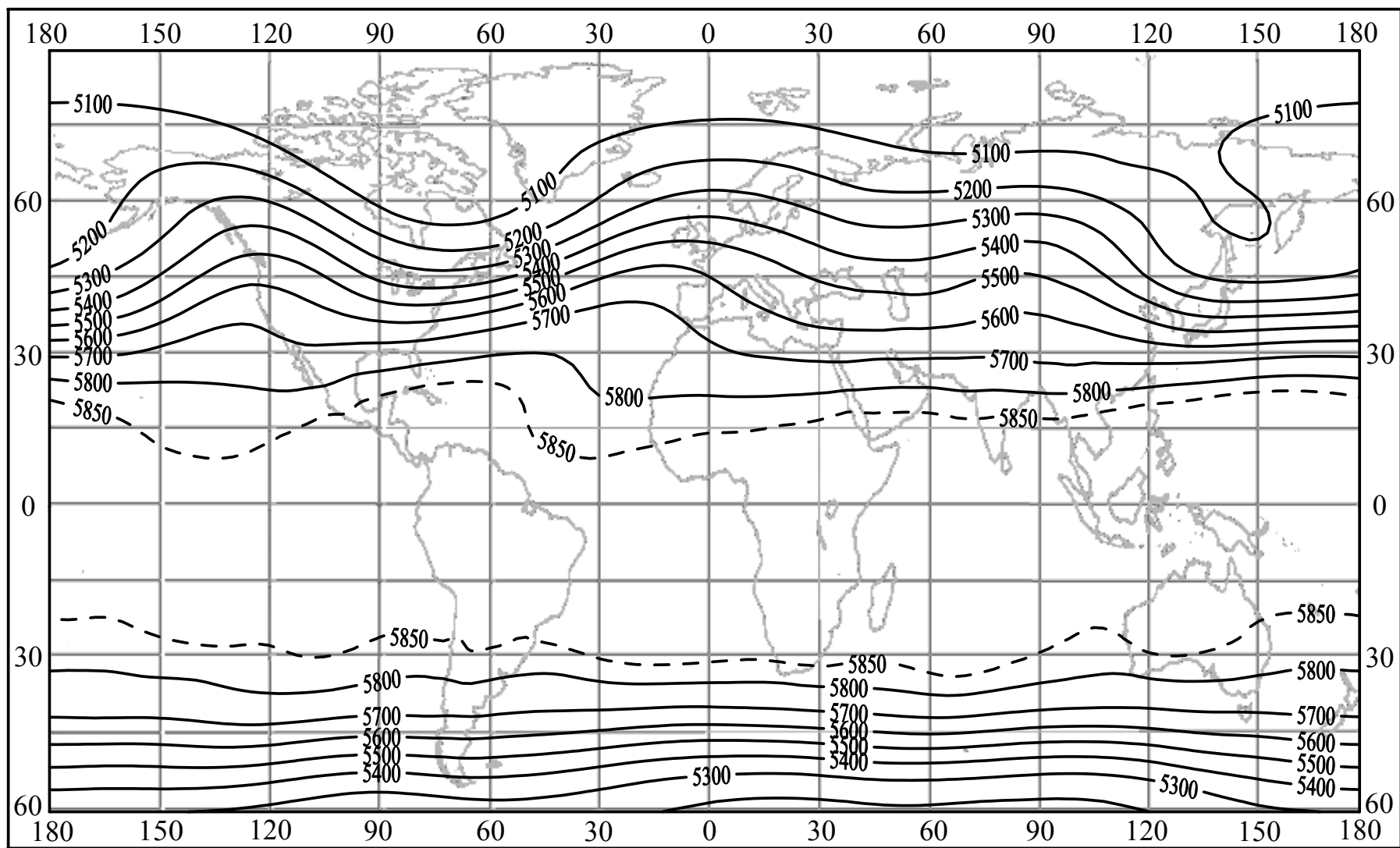


Рисунок 4.5 – Геопотенціальна висота поверхні 500 гПа (м). Січень

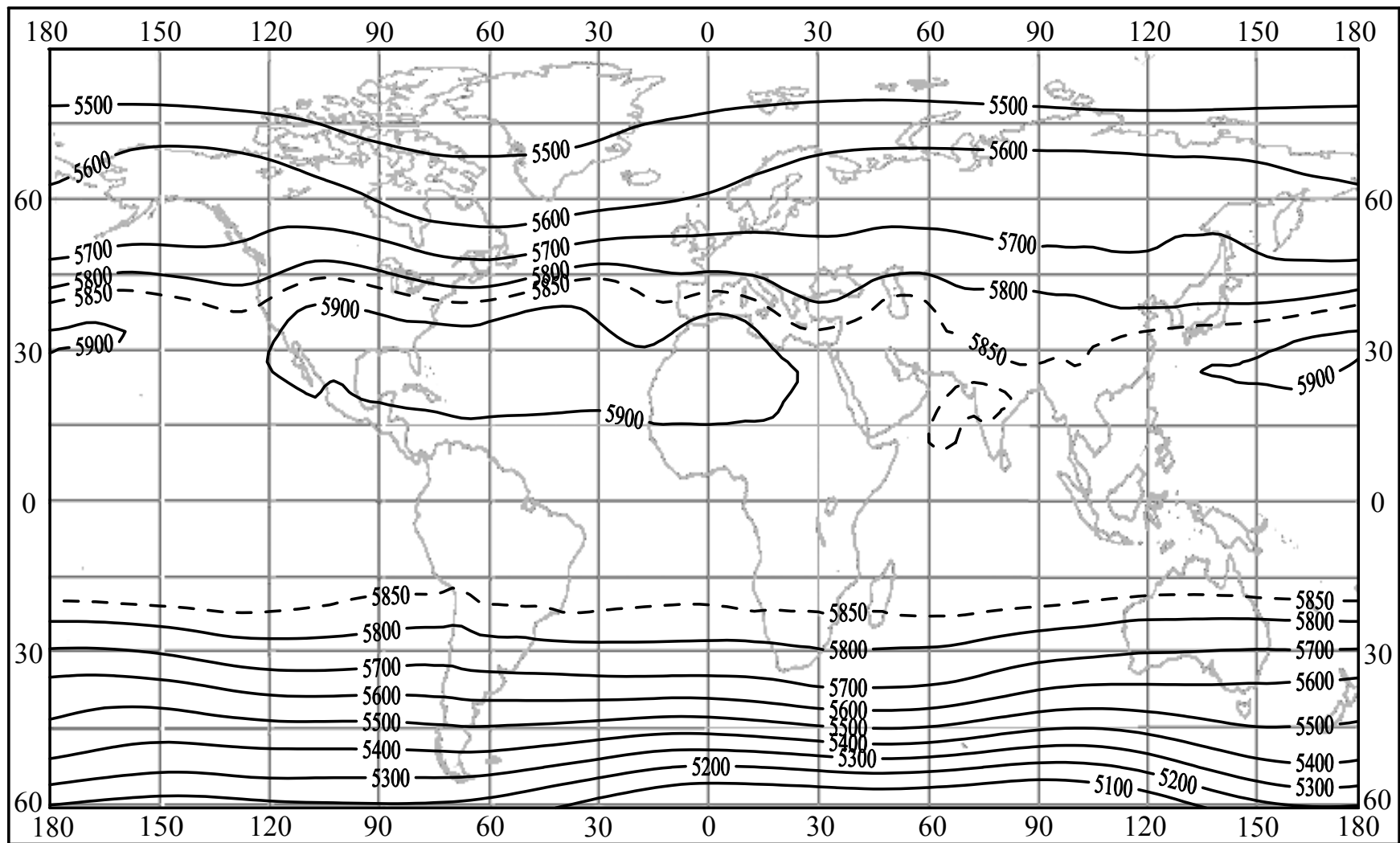


Рисунок 4.6 – Геопотенціальна висота поверхні 500 Гпа (м). Липень

Відхилення від чисто зонального руху пов'язані з особливостями підстильної поверхні та термічними впливами суші й моря, перетворені бароклініними синоптичними збуреннями. Хоча вплив джерел тепла та орографії відбивається по різному, особливо над Азією, ці впливи разом беруть участь у збереженні середніх улоговин над східними берегами Азії та Північної Америки у холодну пору року.

У обох півкулях пояс західних вітрів розташовується узимку до більш високих широт, ніж улітку. Зональність середньої повітряної течії у південній півкулі зовсім не означає, що синоптичні збурення тут відрізняються малою інтенсивністю. У південній півкулі геострофічна меридіональна течія на висоті 500 гПа, що пов'язана з синоптичними хвильовими системами, узимку у середньому на 10% слабкіша, а улітку на 30% сильніша, ніж у північній. Відносна зональність середньої повітряної течії у південній півкулі пояснюється рухливістю збурень, що володіють меншою тенденцією до інтенсифікації та затримання у відповідних довготах. Згин ізогіпс на рис. 4.5 та 4.6 також показниковий по відношенню до інтенсивності середньої течії у різних частинах півкулі. Зрозуміло, що аномалія геопотенціалу в одному місці має тенденцію до зв'язку з аномаліями в інших відповідних довготах, що відбиває зв'язок між послідовними улоговинами та гребнями довгих хвиль у західному переносі.

Дослідження Фульца (1945) та Кресмана (1948) показали, що є два характерно різних масштаби хвиль у висотному західному переносі. Одні з них – це «довгі» або «головні» хвилі з холодними улоговинами та теплими гребнями, які вільно пересуваються. Інші – це «короткі» або «вторинні» хвилі, що характеризуються системою ізотерм, які, як правло, не у фазі з лініями току. Ці хвилі мають відносно невелику амплітуду у верхній тропосфері та рухаються швидко.

Узимку, коли довгі хвилі виражені особливо добре, навколо північної півкулі спостерігаються 4 або 5 таких хвиль (рис. 4.7).

Як правило, сімейства циклонів спостерігаються між довгохвильовими улоговинами та передуючими їх гребнями, тобто під областями середньої дивергенції у верхній тропосфері на схід від головних улоговин. На довгі хвилі накладаються короткохвильові збурення, котрі Бьєркнес називає «циклонічними хвилями» через їх тісний зв'язок з приземними циклонами та рухомими гребнями. У наслідок того, що ці хвилі мають меншу довжину, вони рухаються швидше (10-20 м/с), ніж довгі хвилі (0-8 м/с). Таким чином, пов'язані з ними індивідуальні циклони рухаються уперед по відношенню до довгих хвиль і в значній мірі «керуються» великомасштабними системами течій у довгих хвилях. Крім того, короткі хвилі у барокліній течії характеризуються більшими значеннями дивергенції та швидкості вертикальних рухів, ніж довгі хвилі.

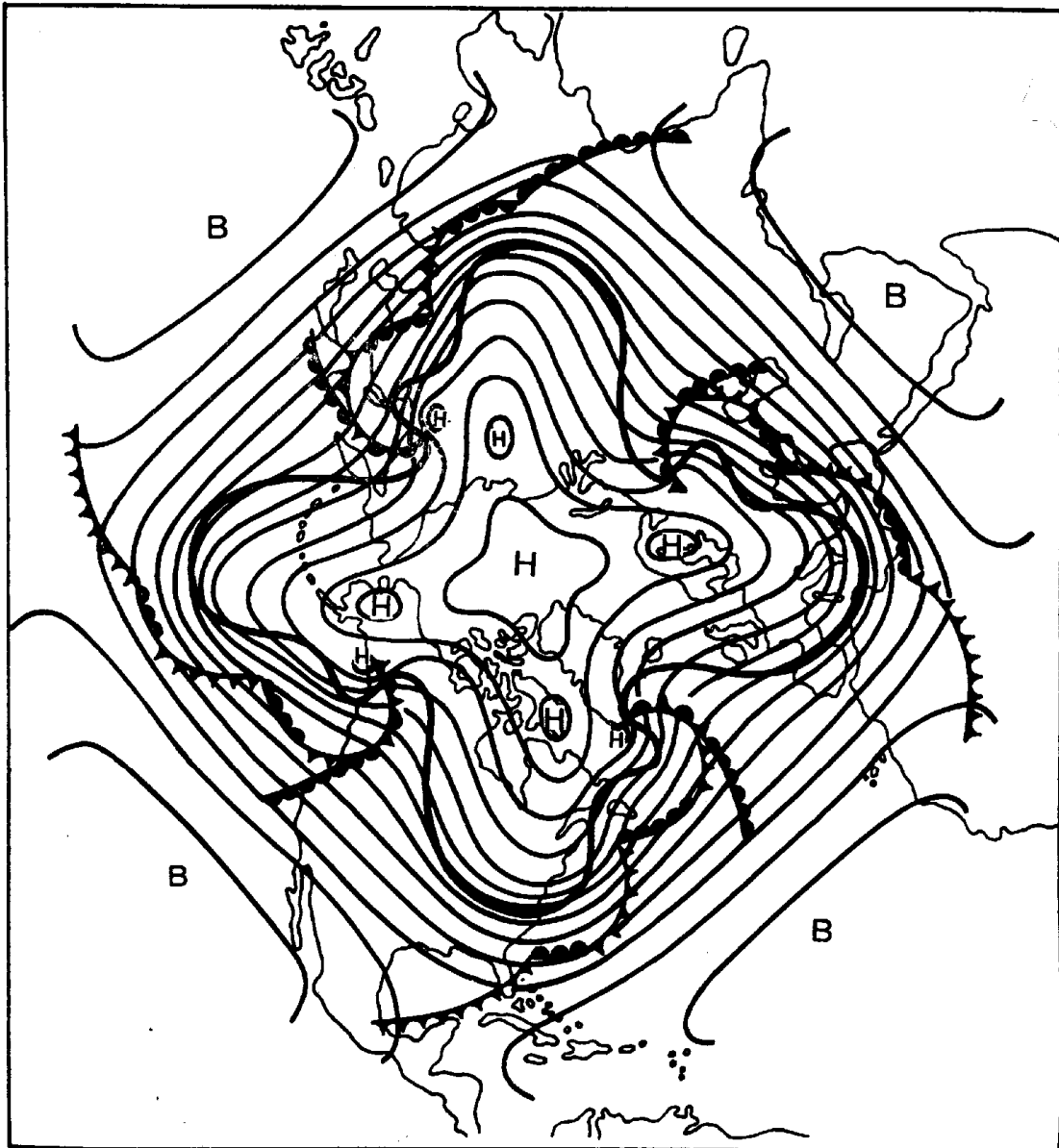


Рисунок 4.7 – Схематична циркумплярна карта, що показує просту чотирьоххвильову систему. Тонкі лінії – ізогіпси АТ<sub>500</sub>; жирні лінії – перетинання поверхні полярного фронту з поверхнею 500 гПа.

Тісний зв'язок між довгими хвилями та поведінкою циклонічних хвиль має значення для прогнозу переміщення та змінення системи довгих хвиль. За допомогою рівняння (4.1) можливо отримати просту картину зв'язку між рухомістю хвиль, їх розмірами та інтенсивністю західного переносу:

$$V_L - c = \frac{\beta L^2}{4\pi^2}, \quad (4.1)$$

де  $\beta = \frac{df}{dy}$ ;

$c$  – швидкість руху хвилі на схід;

$f$  – параметр Коріоліса на центральній широті хвилі;

$V_L$  – швидкість вітру на бездівергентному рівні;

$L$  – довжина хвилі.

Цей вираз вперше виведено Россбі у 1939 році на основі збереження абсолютної завихореності та відіграло важливу роль у розвитку сучасної метеорології.

Якщо позначити

$$\frac{\beta L^2}{4\pi^2} = V_c, \quad (4.2)$$

де  $V_c$  – «критична» швидкість,

то

$$c = V_L - \frac{\beta L^2}{4\pi^2} = V_L - V_c. \quad (4.3)$$

Рівняння (4.1) показує, що при даній  $L$  на даній широті хвилі рухаються швидше, якщо швидкість вітру більша. При заданій швидкості вітру швидкість хвилі буде тим більшою, чим менша її довжина. Дуже короткі хвилі рухаються зі швидкістю, близькою до швидкості вітру на бездівергентному рівні. Довгі хвилі рухаються повільно та можуть навіть бути стаціонарними. Практичне застосування концепції довгих хвиль Россбі було вперше запропоновано Немайесом та Клаппом, які показали її користь при прогнозі руху хвиль на п'ятиденних картах.

Кресман показав, що широта та інтенсивність максимуму західного переносу володіють значною консервативністю від одного дня до іншого. Якщо припустити у рівнянні (4.1)  $c = 0$ , то довжину хвилі  $L_s = 2\pi(V_L / \beta)^{1/2}$  можливо рахувати характерною для стаціонарної хвилі:

$$c = \frac{\beta}{4\pi^2} (L_s^2 - L^2). \quad (4.4)$$

Хвилі, таким чином, будуть розповсюджуватися на схід, якщо фактична довжина хвилі  $L$  буде менша  $L_s$ .

На основі аналізу нижньої стратосфери Джуліан та інші встановили, що «полярний режим» (посилення стратосферного західного переносу з висотою) частіше усього починається у вересні, набуває максимальної інтенсивності у кінці грудня та зникає у невизначений час у період з січня по березень. Перехід від стратосферного зимового західного переносу до літнього східного може проходити виключно швидко і він пов'язаний з

«вибуховим потеплінням стратосфери», уперше описаним Шерхагом у 1952 році. У відповідності з переміщенням на північ та ослабленням барокліної зони північної півкулі від січня до липня спостерігаються змінення полів вітру. Крім цього, при переході від зими до літа відбувається повне обернення меридіонального градієнта температури та відповідне обернення напрямлення вітру у позатропічній стратосфері.

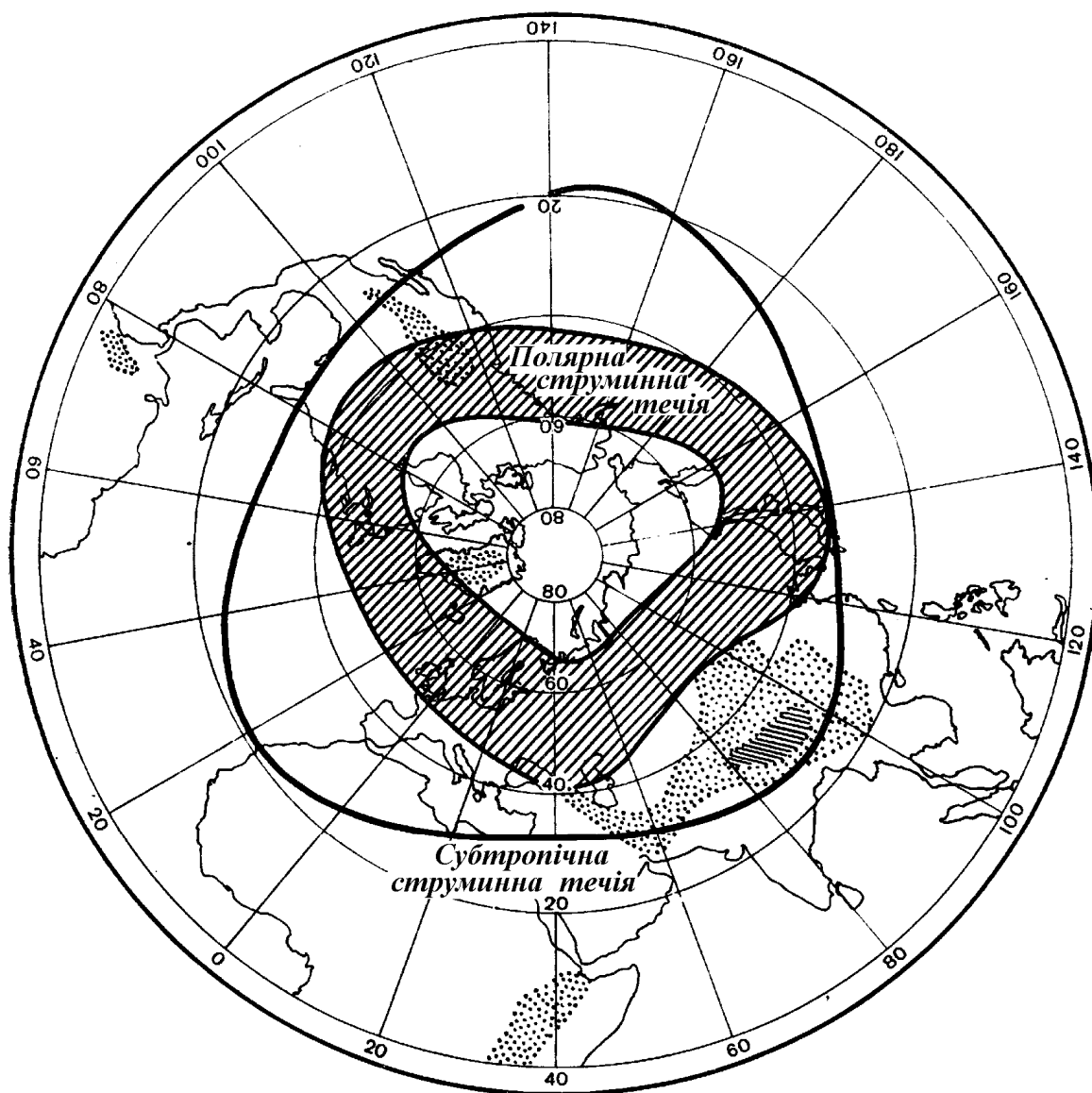


Рисунок 4.8 – Середнє положення осі субтропічної струминної течії узимку та площа (заштрихована) основної активності полярно-фронтальної струминної течії (Riehl, 1962)

Відомо, що осередки основних міжсезонних змінень температури розташовуються на нижніх рівнях, де вони в основному відбивають реакцію материків на змінення інсоляції, і у стратосфері, де відбуваються



потужні радіаційні збитки тепла, коли полярні райони знаходяться у темряві (вплив поглинення озоном збільшується з висотою). Менші змінення у верхній тропосфері та нижній стратосфері частково можуть бути приписані пом'якшенням зимового охолодження в результаті меридіонального та вертикального переносу тепла. Над океанічними районами сезонні змінення на низьких рівнях менші.

На рис. 4.8 зображені середнє положення осі субтропічної струминної течії узимку та площа (заштрихована) основної активності полярнофронтальної струминної течії.

Ці дві системи вітрів зближаються на меридіанах, де розташовані напівстаціонарні улоговини у західному переносі полярних широт. Тут вони настільки близькі, що при осередненні по великій кількості ситуацій виглядають на розрізі як один максимум. Там, де це відбувається, уздовж течії від району «зливання» тепле повітря з низьких широт приходить до зіткнення з холодними повітряними масами високих широт. Меридіональний градієнт температури відповідно різко збільшується і, так як західна течія у верхній тропосфері приблизно пропорціональна степені бароклинності атмосфери, довготи середніх полярних улоговин виявляються водночас і довготами максимального західного вітру.

У південній півкулі середнє поле вітру виглядає порівняно просто. Пояс майже зонального західного переносу між 45 та 55° пд.ш. у обидва основних сезона значно інтенсивніший на південь від Африки та в Індійському океані, ніж у других довготах. За даними Ван Лона (1964) у січні на AT<sub>500</sub> максимальна швидкість вітру, осереднена по 80° - градусному секторі Індійського океану, складає 28 м/с у той час як у протилежному секторі південної половини Тихого океану вона не перебільшує 16 м/с. Це відбиває відповідні різниці у меридіональних градієнтах температури поверхні моря у цих районах.

Дослідження Кратчера підтверджують висновки, що на усіх меридіанах найбільші швидкості середнього вітру спостерігаються узимку та найменші – улітку. Крім того, найбільш північне положення пояс західних вітрів займає літом, а найбільш південне – узимку.

#### 4.1.2 Збереження зональної циркуляції

Змінення за одиницю часу моменту кількості руху  $M$  у визначеному зональному кільці одиничної ширини та висоти при щільності повітря  $\rho$  можуть бути записаними як:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y}(C_{\varphi} + I_{\varphi}) - \frac{\partial}{\partial z}(C_z + I_z), \quad (4.5)$$

де  $C_\varphi$  і  $C_z$  – меридіональний та вертикальний циркуляційні потоки;  
 $I_\varphi$  і  $I_z$  – відповідні вихрові потоки.

Потоки ці, якщо знехтувати зміненнями щільності  $\rho$  за часом, задаються такими рівняннями:

$$C_\varphi = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi (\Omega a \cos \varphi + \bar{u}) \rho \bar{v}; \quad (4.6)$$

$$I_\varphi = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi \rho \overline{u'v'}; \quad (4.7)$$

$$C_z = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi (\Omega a \cos \varphi + \bar{u}) \rho \bar{\omega}; \quad (4.8)$$

$$I_z = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi \rho \overline{u'\omega'}, \quad (4.9)$$

де  $a$  – радіус Землі;  
 $u, v$  і  $\omega$  – відповідно зональна, меридіональна та вертикальна складові вітру;  
 $\Omega$  – кутова швидкість обертання Землі;  
 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\omega}$  – осереднені уздовж кола широти значення відповідних компонент вітру;  
 $u', v'$  і  $\omega'$  – локальні відхилення від середніх значень відповідних компонент;  
 $\overline{u\omega}$  – циркуляційний потік, визначений середнім меридіональним рухом;  
 $\overline{u'v'}$  – вихровий потік;  
 $\overline{u'\omega'}$  – вертикальна дивергенція вихрових потоків.

Якщо у рівняння (4.5) підставити рівняння (4.6) – (4.9) та використати рівняння нерозривності у припущенні, що маса повітря у межах зонального кільця залишається незмінною, Пальмен отримав наступний вираз для збереження зональної циркуляції:

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} = \rho \bar{v} \left( f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg} \varphi - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) - \rho \bar{\omega} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + F_{xy} + F_{xz}, \quad (4.10)$$

де  $f$  – параметр Коріоліса;  
 $\omega$  – вертикальна швидкість;

$$F_{xy} = \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho \overline{u'v'} \cos^2 \varphi \right); \quad (4.11)$$

$$F_{xz} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \rho \overline{u'\omega'} \right). \quad (4.12)$$

Ці члени (4.11) та (4.12) виражають внесок меридіональної та вертикальної дивергенції вихрових потоків моменту кількості руху й можуть розглядатися, як аналоги «фрикційних» членів, що обумовлені велико- та дрібномасштабними турбулентними напруженнями (напруженнями Рейнольдса). У виразі для  $F_{xy}$  переважаючими є великомасштабні напруження, а у виразі (4.12) необхідно приймати до уваги як великомасштабні процеси, так і дрібномасштабні. Другий член у правій частині рівняння (4.10) виражає змінення  $\bar{u}$ , що пов'язані зі середнім вертикальним вітром  $\bar{v}$ .

Перший член рівняння (4.10) визначає локальні змінення  $u$  у результаті меридіональних переміщень усього кільця повітря у цілому. Він має суттєвий внесок у тих випадках, коли  $\bar{u}$  велике, у той же час він пропорціональний абсолютній завихореності середньої зональної течії, яка виражена множителем у дужках. У цьому множителі  $f$ , як правило, значно більше, ніж  $(\bar{u}/a)tg\varphi$  та  $\partial u/\partial y$ , за виключенням районів, безпосередньо прилеглих до екватора. В осередку Гадлея добуток

$$\bar{v} \left( f + \frac{\bar{u}}{a} tg\varphi - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)$$

перетворює  $\Omega$  – компонент сумарного моменту кількості руху, що переноситься вверх у південній гілці осередка, в  $u$  – момент кількості руху, результатом чого є посилення середньої зональної циркуляції у напрямку до полюса.

Загальний принцип збереження середньої зональної циркуляції може бути виражений таким чином: на фіксованому рівні та на фіксованій широті зональна циркуляція має тенденцію до змінення під впливом середнього меридіонального і вертикального переміщення повітря, що виражається першими двома членами правої частини рівняння (4.10). Ця тенденція зрівноважується сукупним ефектом турбулентних напружень, що виражені рівняннями (4.11) та (4.12). Як підкреслювалося вище,  $F_{xy}$  визначається дивергенцією великомасштабного вихрового потоку кількості руху та може бути підрахованим на основі цієї дивергенції. Вплив  $F_{xz}$  врахувати складніше. На деяких широтах вплив дрібномасштабних вихорів може бути протилежним впливу великих. Для дрібномасштабної турбулентності можна записати:

$$F_{xz} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right), \quad (4.13)$$

де  $\mu$  – коефіцієнт турбулентної в'язкості.

Коли б  $\mu$  не змінювалося з висотою, вплив дрібномасштабної турбулентності можливо було б визначити по вертикальному профілю

вітру; але, оскільки про вертикальні змінення  $\mu$  ми знаємо дуже мало, кількісні оцінки тут є нездійсненними. У рівній мірі важко оцінити вплив фрикційного ефекту великомасштабних вихорів на вертикальний перенос.

На основі рис. 4.2а можна розрахувати, що на поверхні 200 гПа час, необхідний для того, щоб повітряна частинка у системі середньої циркуляції перемістилася від 5 до 20° пн.ш., складає біля 15 діб, а для переміщення від екватора до 30° пн.ш. потрібно вже біля 30 діб. Відповідні середні траєкторії повітряних частинок приведені на рис. 4.9. За цей же час переміщення повітря на схід повинно було б складати 21 та 52 тис. км відповідно.

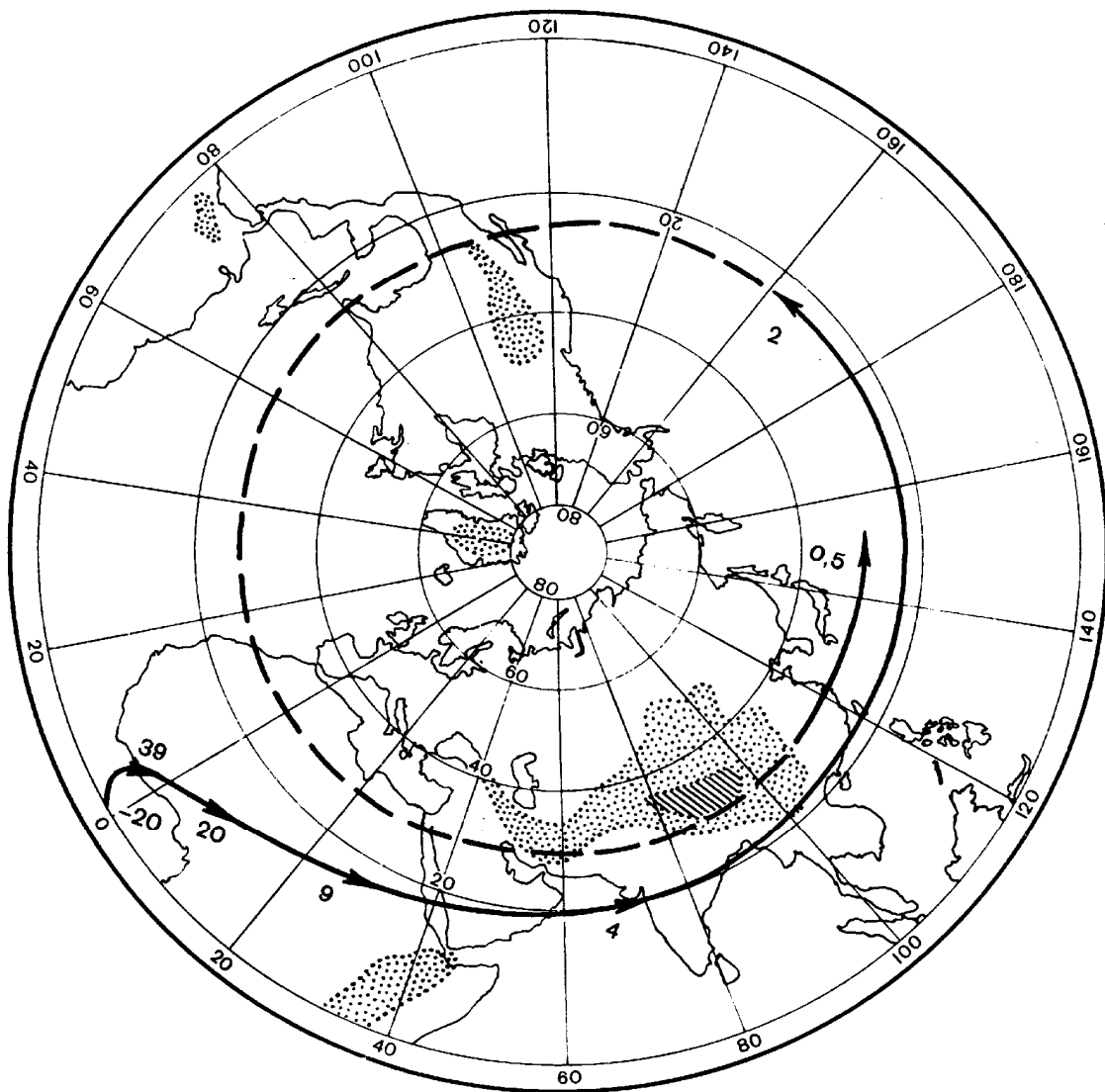


Рисунок 4.9 – Середня траєкторія повітряної частинки, що починає свій рух на екваторі та закінчує його на 30° пн.ш., на поверхні 200 гПа узимку. Кути між траєкторією та паралелями позначені через кожні 5° широти. (Palmen, 1964)

Із рівняння (4.10) для рівня середнього максимуму швидкості вітру ( $\partial \bar{u} / \partial z = 0$ ) випливає, що середній меридіональний профіль вітру буде визначатися виразом:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f + \frac{\bar{u}}{a} \operatorname{tg} \varphi + \frac{F_{xy} + F_{xz}}{\rho \bar{u}}, \quad (4.14)$$

в якому перші два члени у правій частині повинні відповідати профілю постійного моменту кількості руху. Цей профіль зображено на рис. 4.10 разом з профілем фактичного середнього зонального вітру за зимовий період, що побудовані на основі рис. 4.1 та з профілем середнього вітру, побудованим у функції відстані від осі субтропічної струминної течії.

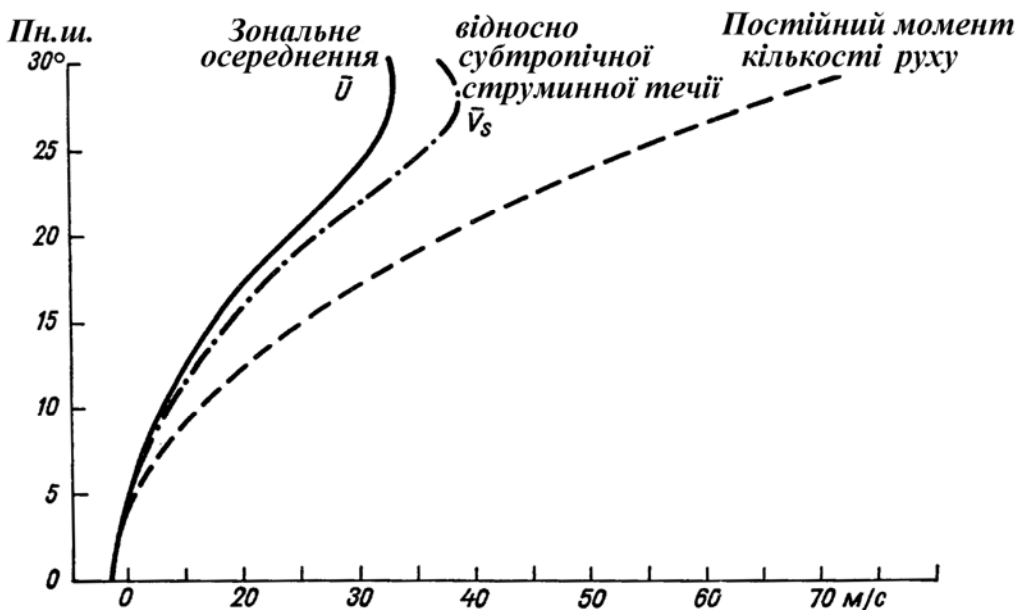


Рисунок 4.10 – Профілі середнього зонального вітру на поверхні 200 гПа між екватором та 30° пн.ш. узимку у порівнянні з профілем, що відповідає постійному моменту кількості руху. Крива  $\bar{U}$  виражає зональний вітер, осереднений по колах широти (Mintz, 1954)

Хоча впливи  $F_{xy}$  та  $F_{xz}$  не можуть бути розділеними, відхилення реальних профілів від профілю для постійного моменту кількості руху свідчать про те, що ці впливи досить істотні. Згідно оцінкам, що основані на рис. 4.2а та рис. 4.10 повітряна частинка, що рухається на північ й та, що знаходиться на південь від субтропічної струминної течії, між 10 і 25° пн.ш., під впливом турбулентного тертя зменшує свою швидкість на 3-5 м/с за добу, однак це більше ніж перебивається впливом перших двох членів рівняння (4.14).

### *4.1.3 Поля зонального і меридіонального переносу*

Відомо, що одним із найважливіших кліматоутворювальних факторів є циркуляція атмосфери, особливості якої обумовлюють не тільки глобальний, а й регіональний клімат. Від неї залежить тепло -, волого - і масообмін між океаном та атмосферою, а це, у свою чергу, визначає умови розвитку атмосферних процесів і кліматів.

За останні роки більш стрімкий розвиток отримують сучасні напрямки у вивченні формувань та змін клімату, а також загальної циркуляції атмосфери. Основою цих напрямків є числове моделювання атмосфери та використання методів багатовимірного статистичного аналізу метеорологічних полів та атмосферних процесів, що базуються на фізичних закономірностях атмосферних рухів та процесів тепло - й вологообміну.

Статистичні методи давно проникли в оперативну практику та дослідження довготермінових прогнозів погоди, вивчення та удосконалення яких по справедливості можна назвати проблемою нового століття.

У статистичних методах, за допомогою яких на швидкодіючих ПЕОМ можливо опрацювати увесь багаторічний архів метеорологічних даних, утримується серйозний резерв поліпшення якості прогнозів на довгий термін. Вони допомагають урахувувати суттєво більшу кількість погодоутворювальних факторів при складанні прогнозу.

Термічний режим є одним із основних факторів, які визначають фізичний стан атмосфери, а нерівномірний розподіл температури у ній впливає на структуру поля тиску і, таким чином, на циркуляцію атмосфери.

Відомо, що атмосферна циркуляція відіграє головну роль в явищах клімату та погоди, бо є проміжною ланкою в передачі взаємодій Сонця на Землю. Своєрідність атмосферних процесів, що розвиваються над різними областями земної кулі, впровадження в оперативну практику регіональних чисельних моделей обумовлюють необхідність мати детальні відомості про просторову та часову структуру полів основних метеорологічних величин.

Дослідження загальної циркуляції атмосфери передбачає у першу чергу знання аспектів розподілення повітряних течій над різними регіонами нашої планети. Кількісна оцінка характеристик атмосферної циркуляції з великою деталізацією у просторі та за часом має велике значення для рішення багатьох проблем метеорології. Йде епоха всебічного використання метеорологічних характеристик атмосфери, виражених статистично, таких, наприклад, як середня зональна та меридіональна складові вектора вітру, середні значення температури й

вологості, характеристики горизонтального потоку моменту кількості руху, вологи, тепла і т.п.

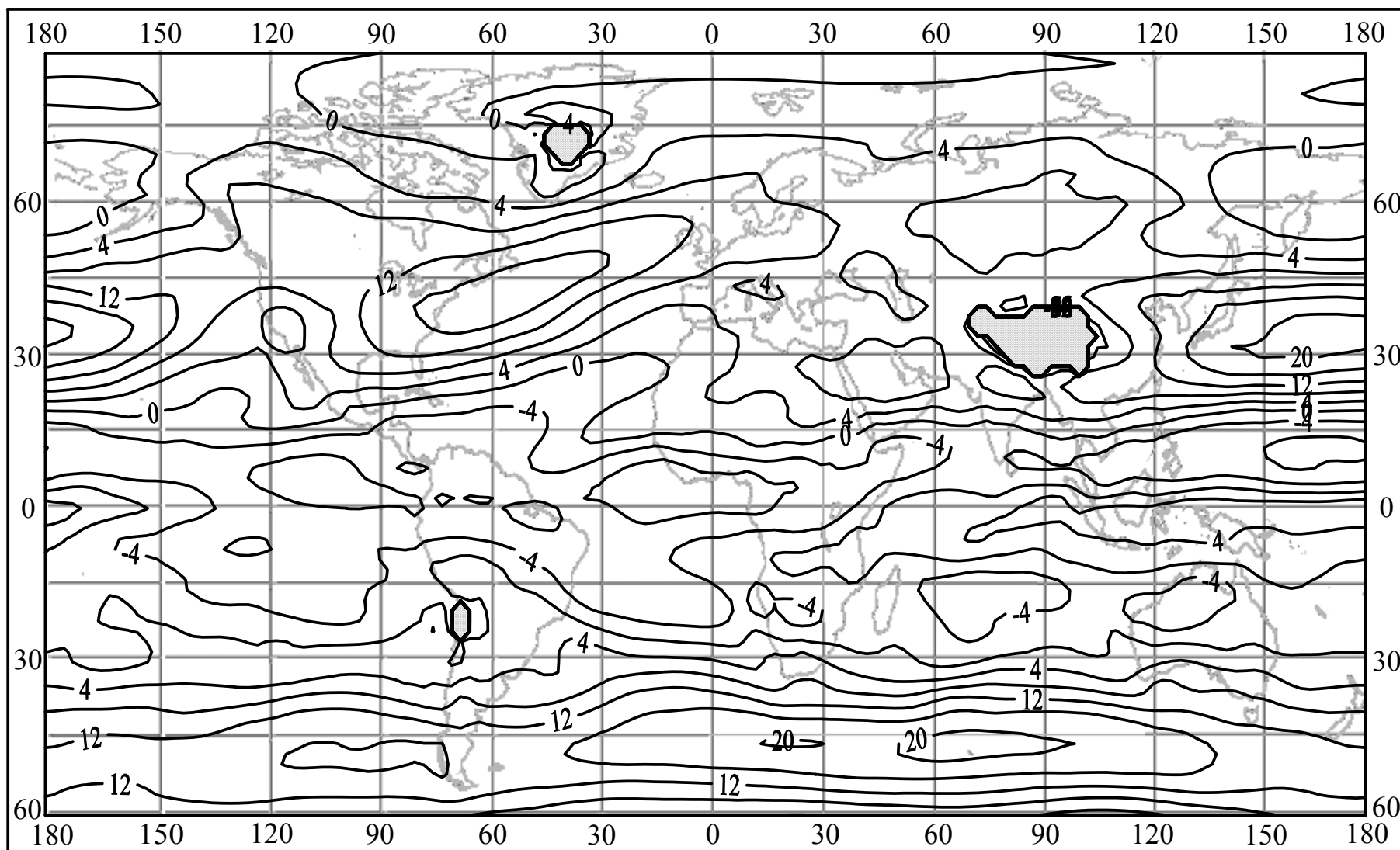
Відомо, що умови погоди позатропічних широт суттєво змінюються від одного року до іншого, відхиляючись то у той, то в інший бік від нормальних умов сезону. Основною причиною цих важковраховуючих коливань є особливості великомасштабної атмосферної циркуляції. Вони визначають характер розподілу планетарних повітряних течій та потоків тепла й вологи, що переносяться ними.

Над океанами будь-які зміни у системі вітрів призводять до змін у системі океанічних течій, а ті, у свою чергу, ведуть до перерозподілу теплих та холодних вод і до змін у перебігу розвитку процесів теплової та динамічної взаємодії між океаном та атмосферою. Тому для рішення задач по теорії клімату та ряду практичних задач з обслуговуванням народного господарства необхідні відомості про клімат вільної атмосфери, які базуються на статистично вірогідних характеристиках.

Ясно, що в області прогнозування погоди на довгий термін успіх залежить від міри пізнання умов формування, розвитку та змін атмосферних макропроцесів. При цьому першорядне значення має вивчення структури поля швидкості вітру. Оскільки осереднені по колах широт швидкості вітру (п. 4.1.1) ілюструють лише основні закономірності розподілу вітру в атмосфері, то більш докладну картину зображають поля середніх місячних значень зональної та меридіональної складових швидкості вітру на різних висотах тропосфери та стратосфери.

На рис. 4.11 – 4.16 представлені зимові поля зональної складової швидкості вітру на стандартних ізобаричних поверхнях вільної атмосфери, включаючи такі з них, як: 700, 500, 300, 200, 70 та 30 гПа. Глобальний розподіл зональної компоненти влітку характеризують кліматичні поля, що зображені на рис. 4.17 – 4.22.

Поля зональної складової швидкості вітру у нижній та середній тропосфері представлені рівнями 700 та 500 гПа (рис. 4.11 – 4.12 та 4.17 – 4.18). Відхилення від чисто зонального переносу на цих висотах пов'язані з особливостями підстильної поверхні. Саткліфф (1951) звернув увагу на суттєві різниці між літніми та зимовими системами течій, піддав сумніву переважаючу роль механічних орографічних впливів. На його думку, найбільш важливі безпосередні термічні впливи суші та моря, що перетворені бароклініними синоптичними збуреннями. Великий вплив океанів як джерел тепла восени та узимку і відносних стоків тепла весною та улітку, коли значна частина сонячної радіації накопичується в океанах і суша нагрівається більше, підкреслювалося у другому розділі.



▒ - Відсутність даних

Рисунок 4.11 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 700 гПа (м/с). Січень



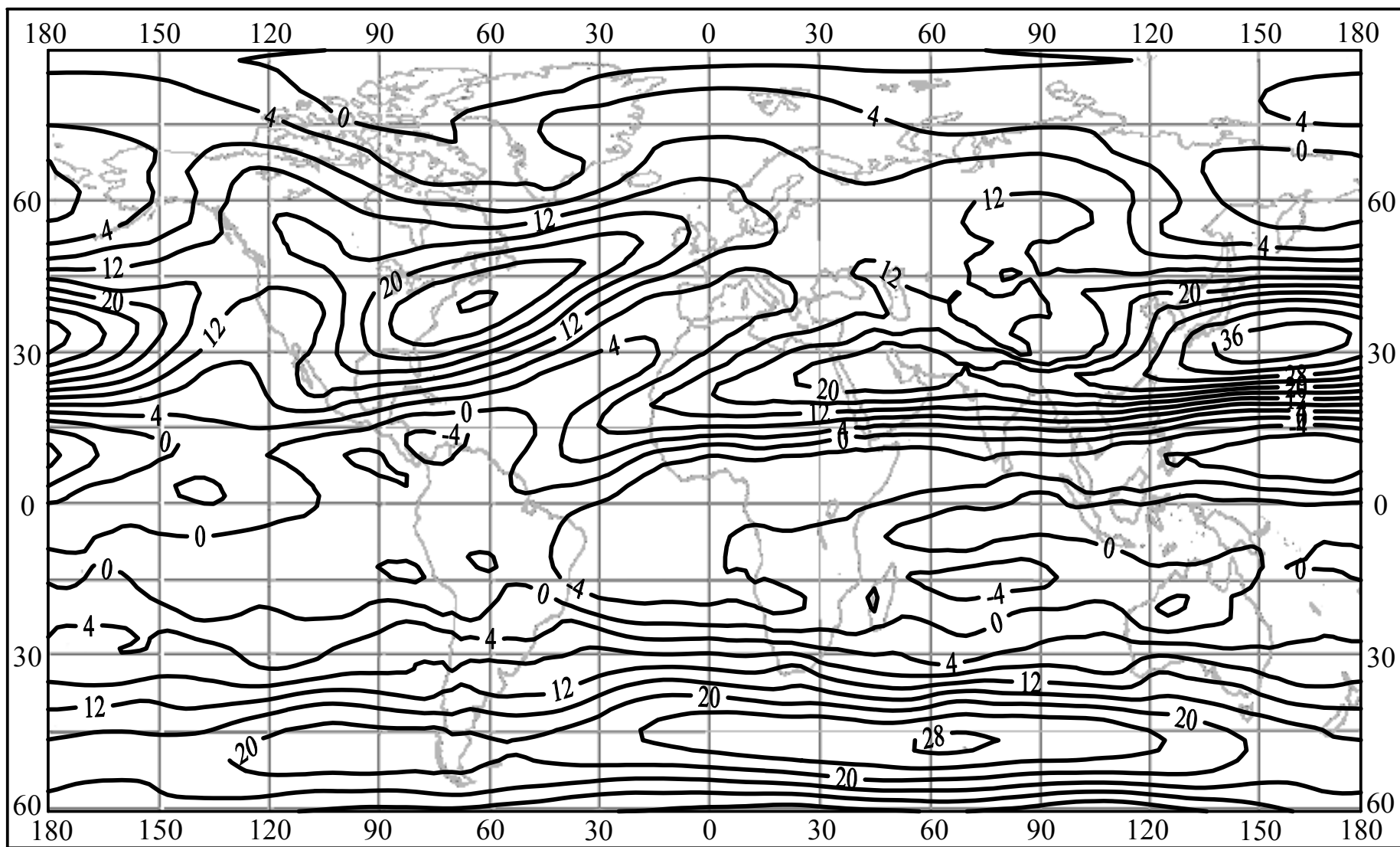


Рисунок 4.12 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 500 гПа (м/с). Січень

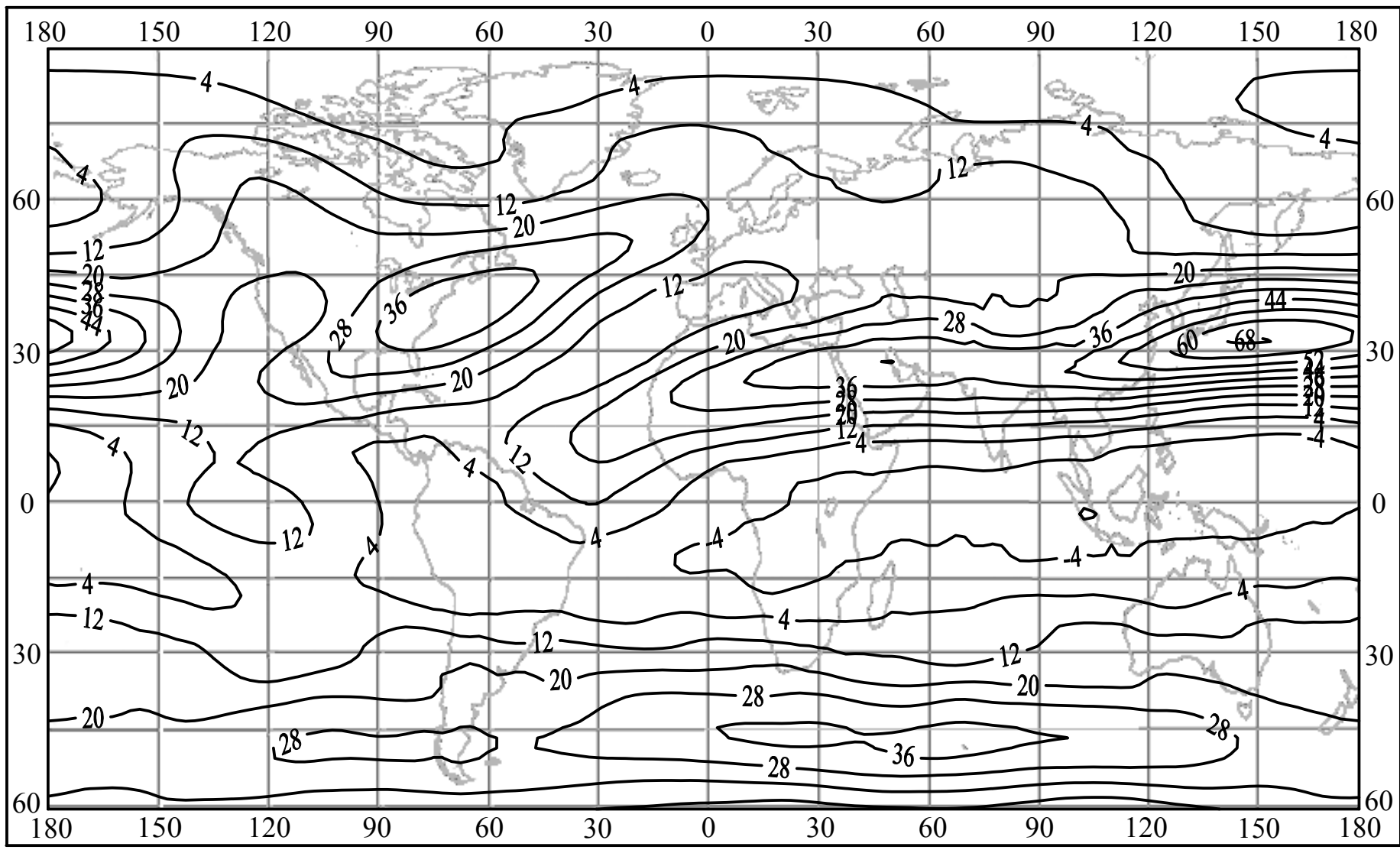


Рисунок 4.13 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 300 гПа (м/с). Січень

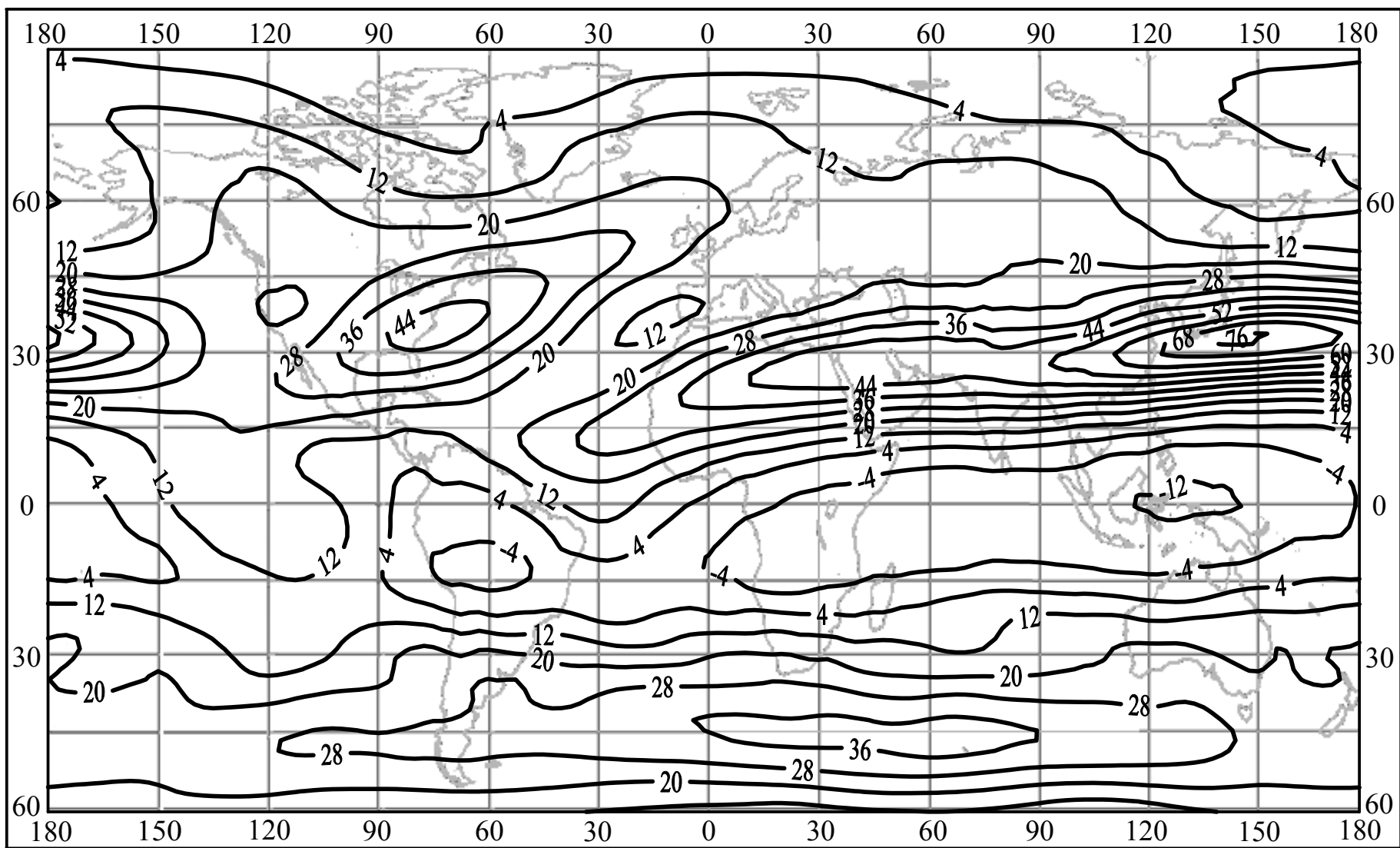


Рисунок 4.14 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 200 гПа (м/с). Січень

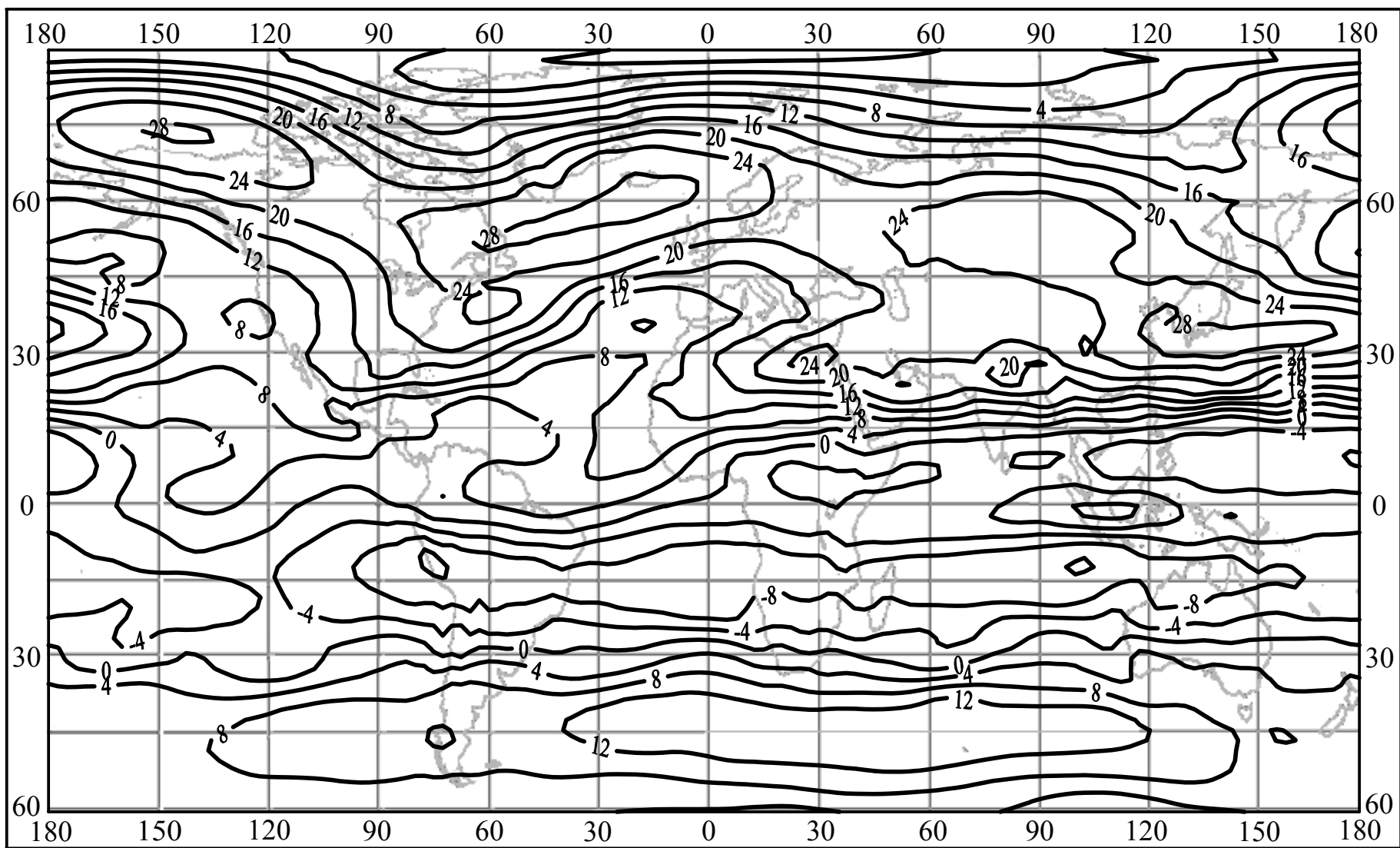


Рисунок 4.15 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 70 гПа (м/с). Січень

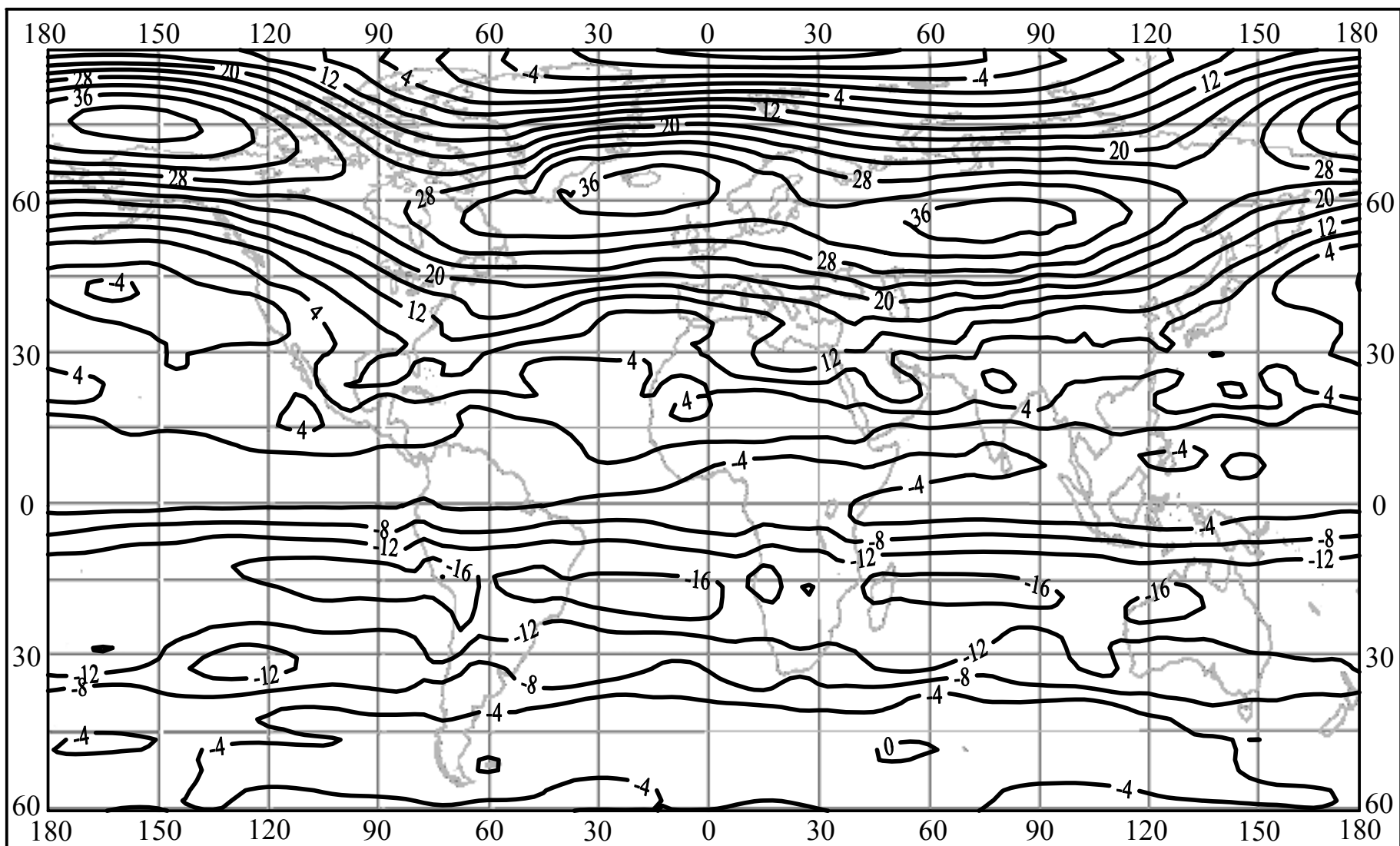
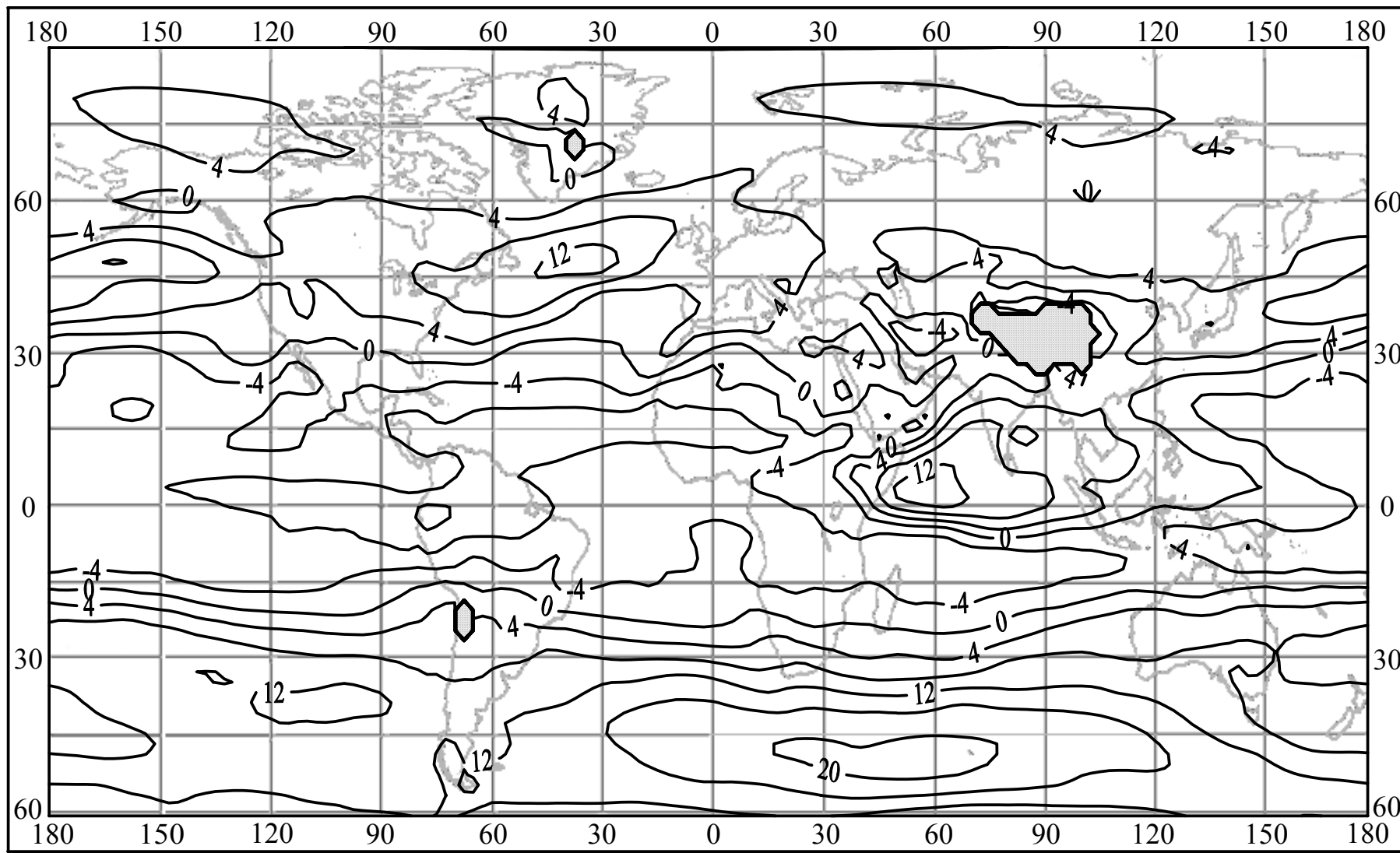


Рисунок 4.16 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 30 гПа (м/с). Січень



▒ - Відсутність даних

Рисунок 4.17 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 700 гПа (м/с). Липень

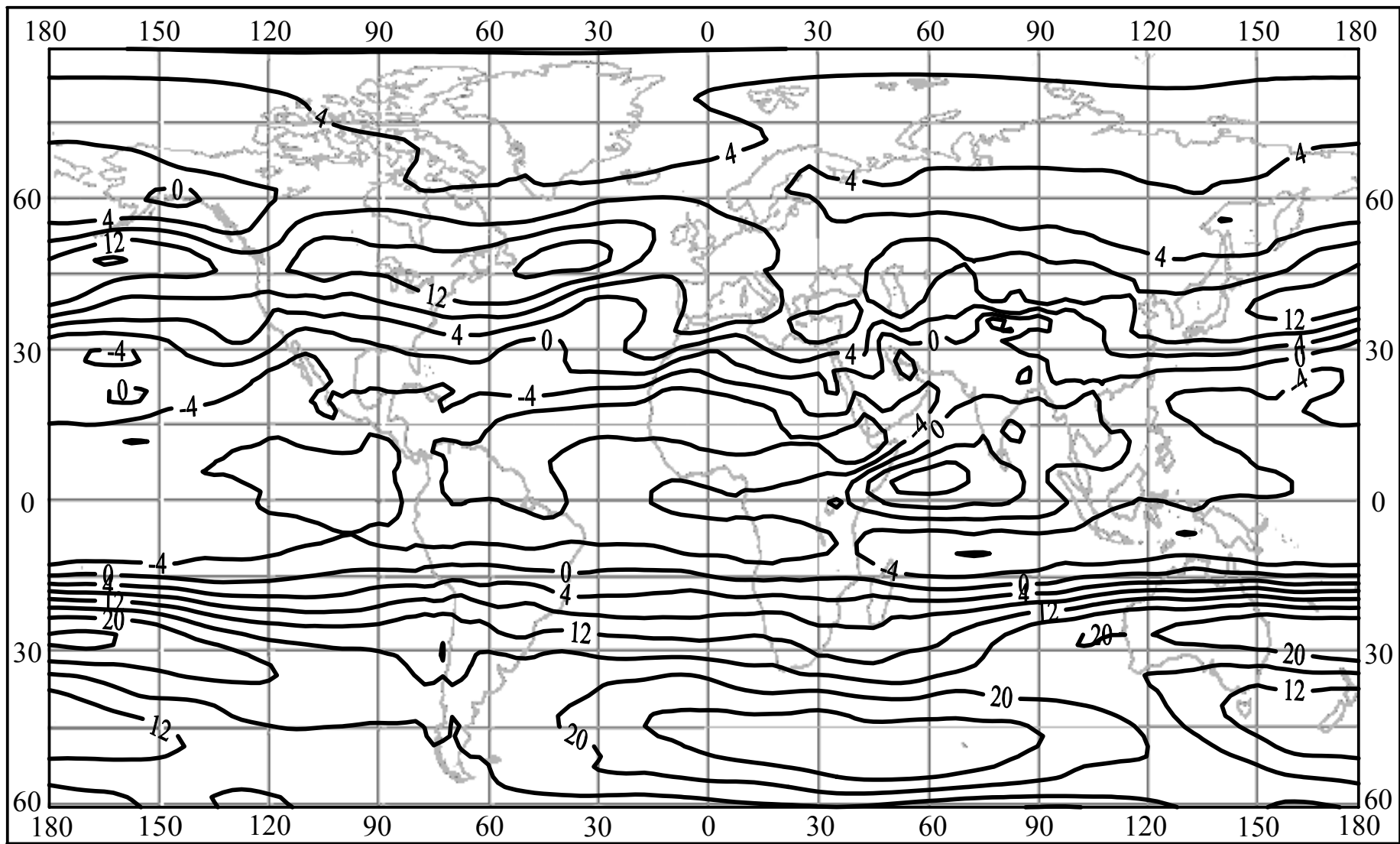


Рисунок 4.18 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 500 гПа (м/с). Липень

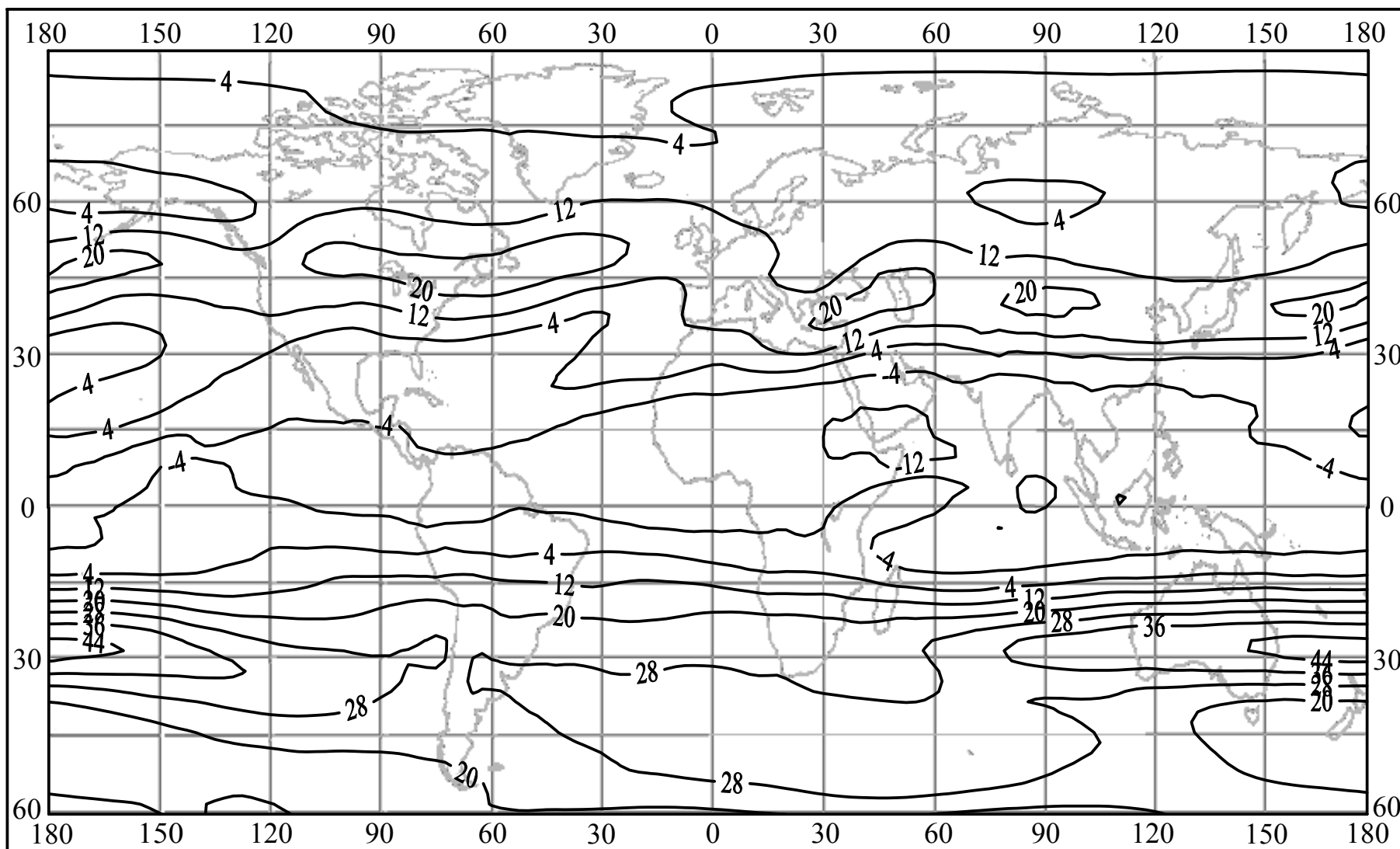


Рисунок 4.19 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 300 гПа (м/с). Липень



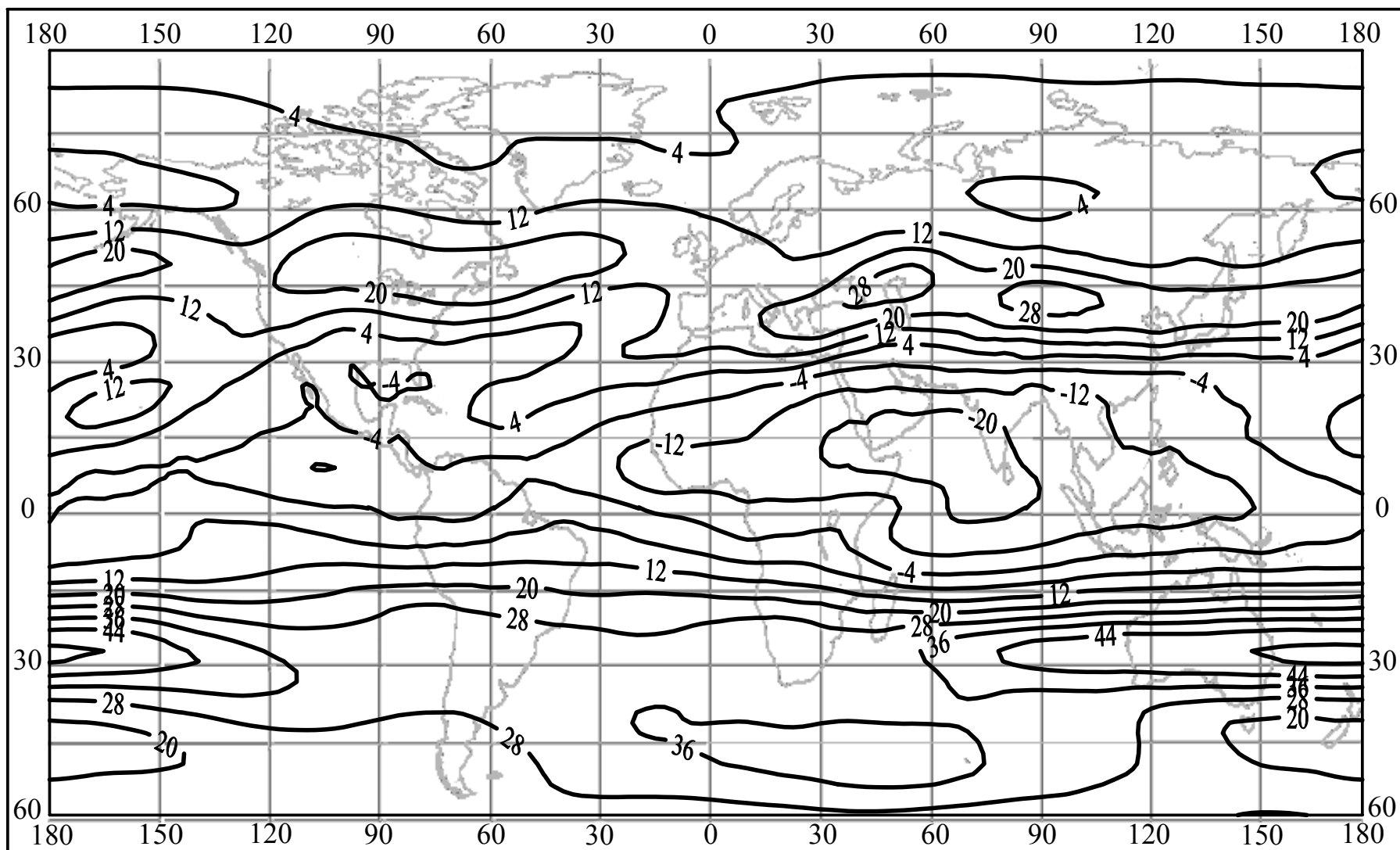


Рисунок 4.20 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 200 гПа (м/с). Липень



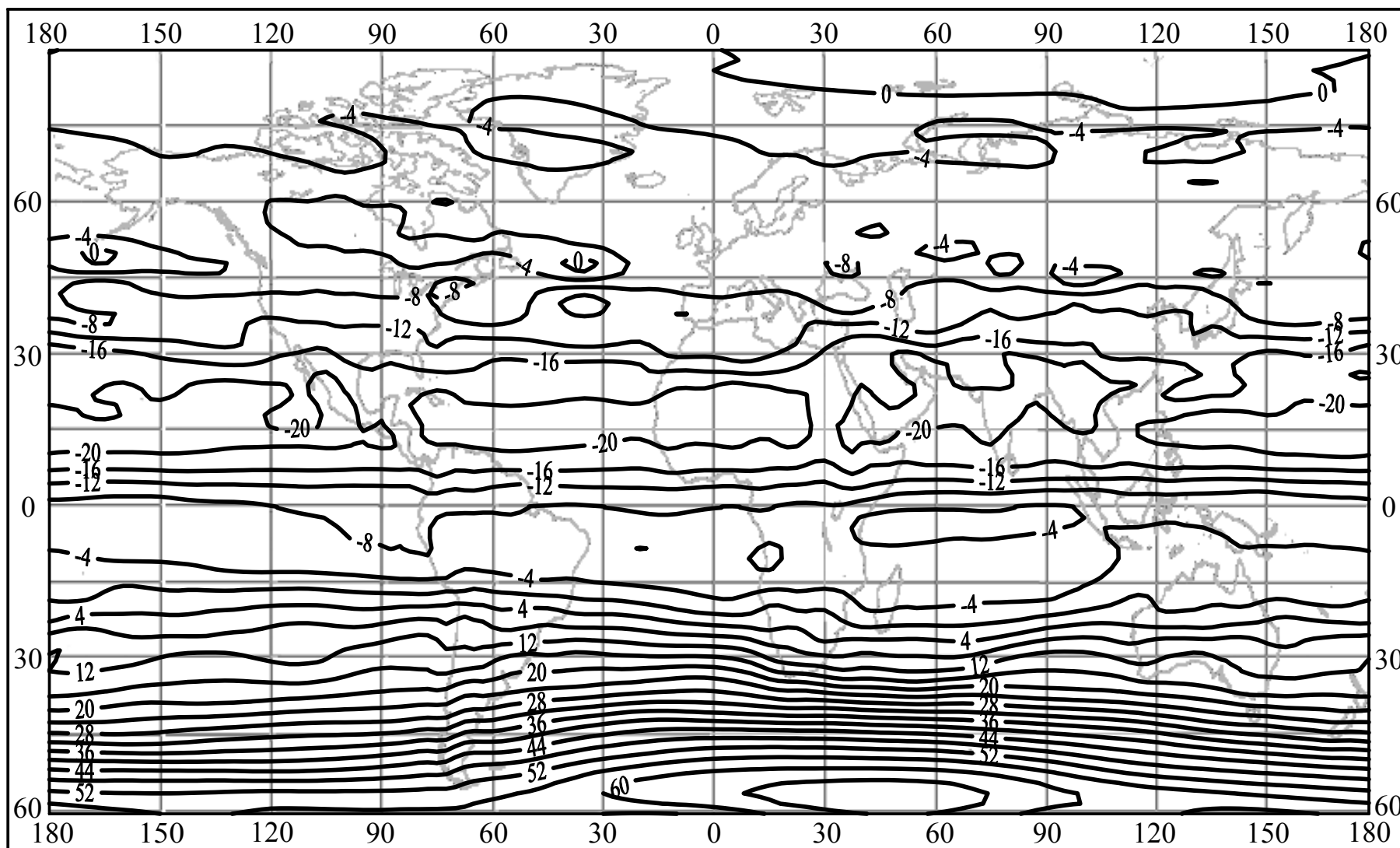


Рисунок 4.22 – Зональна складова швидкості вітру на поверхні 30 гПа (м/с). Липень

У дійсності, як показує Смагоринський (1953), велике значення мають і орографічні, і термічні впливи. Хоча дії джерел тепла і орфографії відбиваються по-різному, особливо над Азією, ці впливи сумісно беруть участь у зберіганні улоговин над східними берегами Азії та Північної Америки у холодну пору року.

Добре відоме кліматоутворювальне значення довгих горних хребтів Південної Європи, що протягнулися у широтному напрямленні, та тих, що чинять затримуючий вплив на вільну адвекцію у нижній тропосфері і, таким чином, обумовлюючих великі меридіональні контрасти температури та вологості.

У південній півкулі характер розподілення зональної складової швидкості вітру більш зональний. Порівняна зональність повітряних течій у південній півкулі пояснюється рухомістю збурень, що володіють меншою тенденцією до інтенсифікації.

Рисунки 4.11 - 4.12 та 4.17 - 4.18 ілюструють той факт, що північний пояс максимального західного переносу займає крайнє південне положення та досягає найбільшої інтенсивності узимку; літом він займає найбільш північне положення при послабленій інтенсивності. Широти максимальної повторюваності як цикло-, так і антициклогенезу характеризуються такою ж тенденцією. Це згоджується з загальною тенденцією до переважаючого виникнення збурень там, де спостерігається посилення бароклинності та висотних вітрів. У помірних широтах південної півкулі західний перенос на 500 гПа літом значно сильніший, чим узимку.

У полі геострофічного вітру на 300 гПа, зображеного на рис. 4.13 та 4.19, у західному японо-тихоокеанському секторі сезонні змінення як швидкості, так і широти носять регулярний характер, причому коливання швидкості тут більші, ніж у будь-якому іншому місці північної півкулі.

У протилежність цьому над сходом Північної Америки зсув по широті здійснюється дуже швидко як весною, так і восени. Спостерігається помітне переміщення максимуму вітру у східному напрямку (на 30° довготи), яке співпадає з переміщенням поясу максимальних вітрів на північ від зими до літа, де вітри найбільш сильні.

Біля західних берегів Північної Америки та Європи спостерігаються два максимуми швидкості вітру на різних широтах, окрім середини літа.

І над Азією, і над Північною Америкою спостерігається добре виражена тенденція струминної течії до огину найбільш підвищених територій або з півночі, або з півдня. На меридіанах Тибету та Індії ця тенденція виражається у віддачі переваги більш низьким широтам на протязі холодних місяців і більш високим широтам у теплий період року.

Планетарне розподілення зональної складової краще усього розглядати на висоті 200 гПа, тобто трохи нижче середнього рівня максимального вітру субтропічних широт та трохи вище такого ж рівня

для більш високих широт. На рівні атмосфери 200 гПа (рис. 4.14 та 4.20) проявляються основні особливості циркуляції, де, як відомо, знаходиться рівень самої найвищої інтенсивності атмосферних процесів. Узимку біля 30° пн.ш. розташовується пояс сильних вітрів, що огинає усю півкулю (субтропічна струминна течія, яка більш детально буде розглядатися у п. 4.1.4 цього навчального посібника). Улітку вона спостерігається лише на схід від Австралії і над Південною Америкою. Узимку основний пояс сильних вітрів перетинає Сполучені Штати та Північну Європу, а також розповсюджується на Північну Африку та Південну Азію, а далі на захід Тихого океану. Виразні максимуми швидкості вітру фіксуються біля східних узбережжів материків та над Далеким Сходом. Від зими до літа відбувається послаблення зональної циркуляції тропосфери, а смуга струминних течій пересувається на південь.

У стратосфері західна циркуляція замінюється східною у теплу половину року (рис. 4.21-4.22). Узимку зони струминних течій з максимальними швидкостями виходять із материка на океан. Зимове поле зональної складової вітру на ізобаричній поверхні 30 гПа (рис. 4.16) відбиває циркуляцію у системі двох баричних утворень – циркумполярного циклонічного вихору та субтропічного поясу високого тиску. У західному потоці виділяється смуга великих швидкостей, що мають максимальні значення до 36 м/с у районі 70–75° пн.ш. Над Євразією вісь максимальних швидкостей спускається до помірних широт (55–60° пн.ш.).

Відомо, що сезонна мінливість геопотенціалу у середній тропосфері (рис. 4.5-4.6) північної півкулі достатньо велика, особливо над континентами. У ній має місце добре виражена сезонна мінливість горизонтальних градієнтів геопотенціалу, яка пропорціональна мінливості горизонтальних градієнтів температури у тропосфері. Так як швидкість повітряних течій у свою чергу пропорціональна градієнту тиску, відбуваються сезонні коливання швидкості західного переносу. Також відомо, що градієнти геопотенціалу за усі сезони у південній півкулі перебільшують градієнти геопотенціалу у північній півкулі (рис. А.1-А.16). Таким чином, швидкості зонального переносу у південній півкулі також більші, ніж у північній. Якщо у північній півкулі в області найбільших градієнтів геопотенціалу середні швидкості вітру дорівнюють 20-25 м/с, то у південній півкулі між широтами 40 і 50° середні швидкості вітру перебільшують ці значення навіть улітку. В інші сезони року у південній півкулі середні швидкості вітру можуть бути більшими за 30–33 м/с.

Відомо, що поля зональної складової швидкості вітру не дають повної картини розподілення вітру в атмосфері Землі. Вона відтворюється тільки з урахуванням полів і меридіональної компоненти (рис. 4.23-4.30).

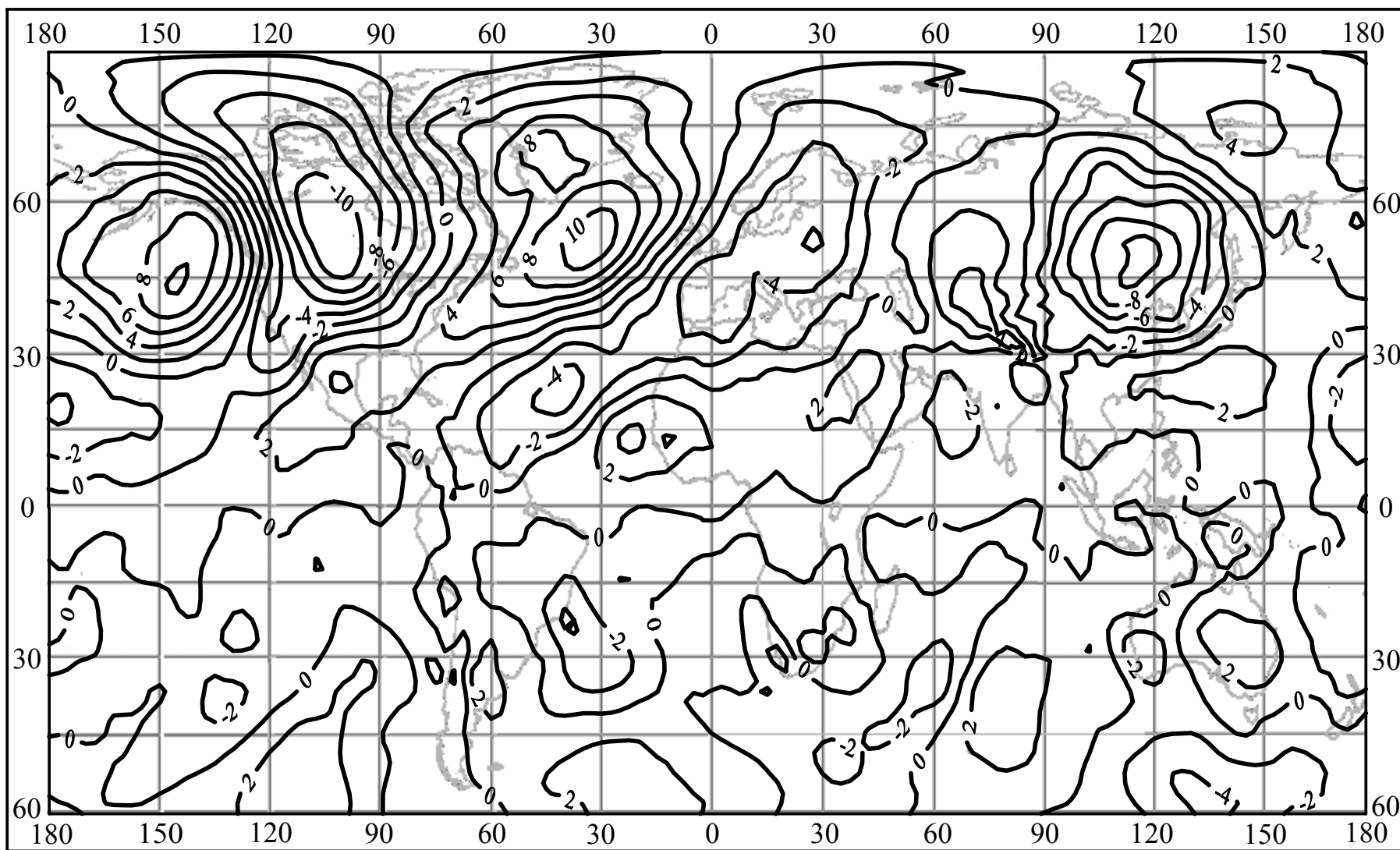


Рисунок 4.23 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 500 гПа (м/с). Січень

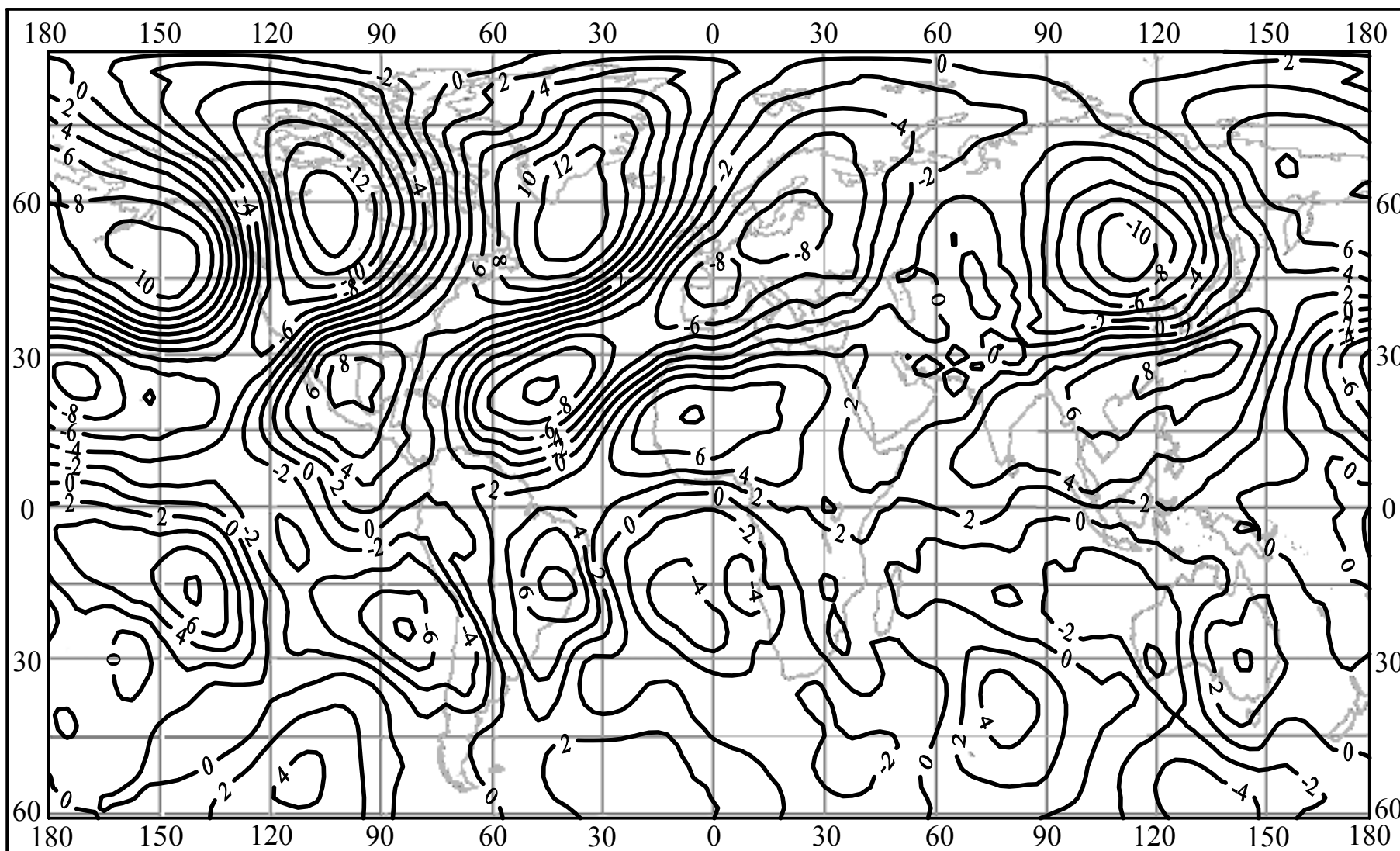


Рисунок 4.24 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 200 гПа (м/с). Січень

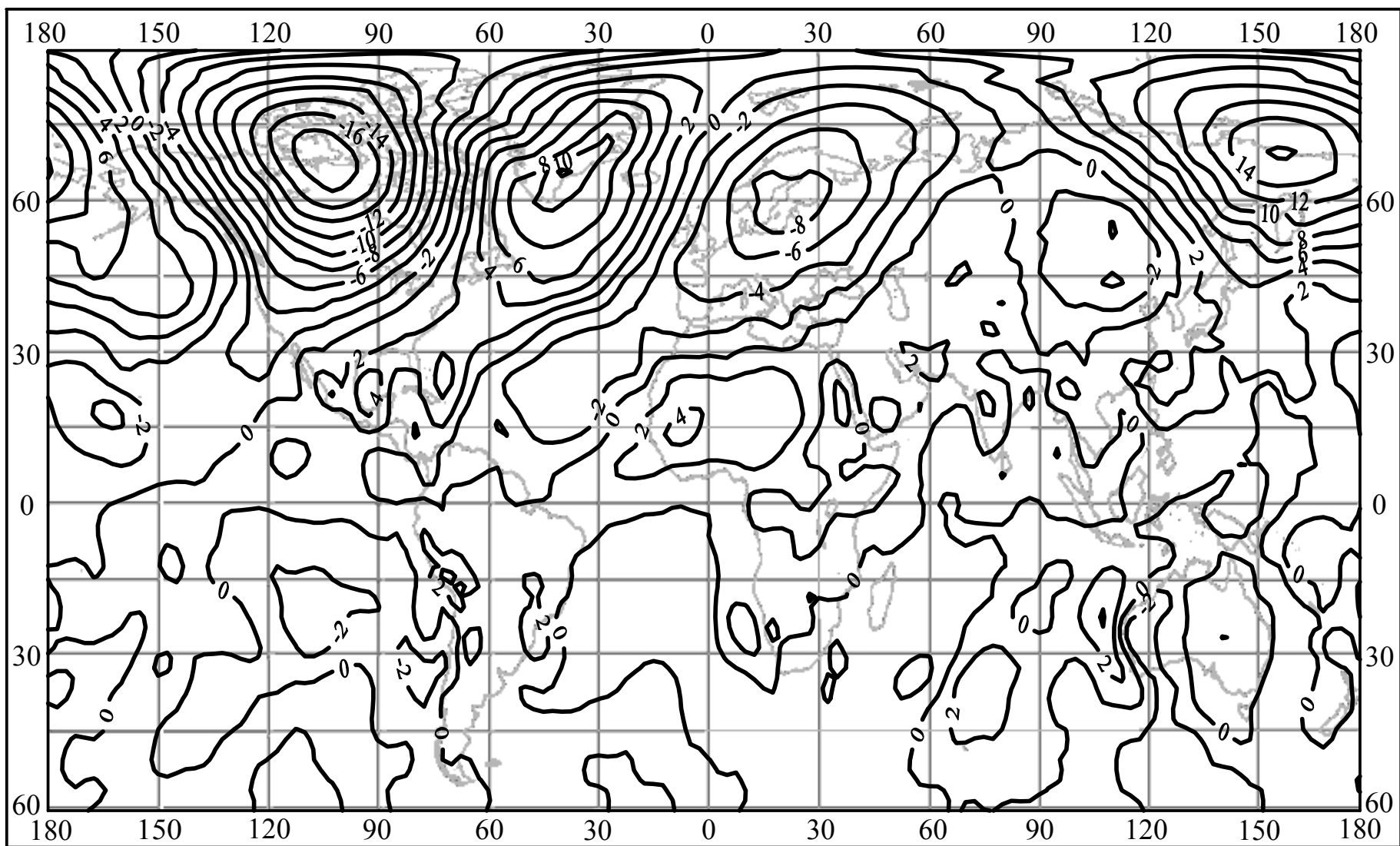


Рисунок 4.25 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 70 гПа (м/с). Січень



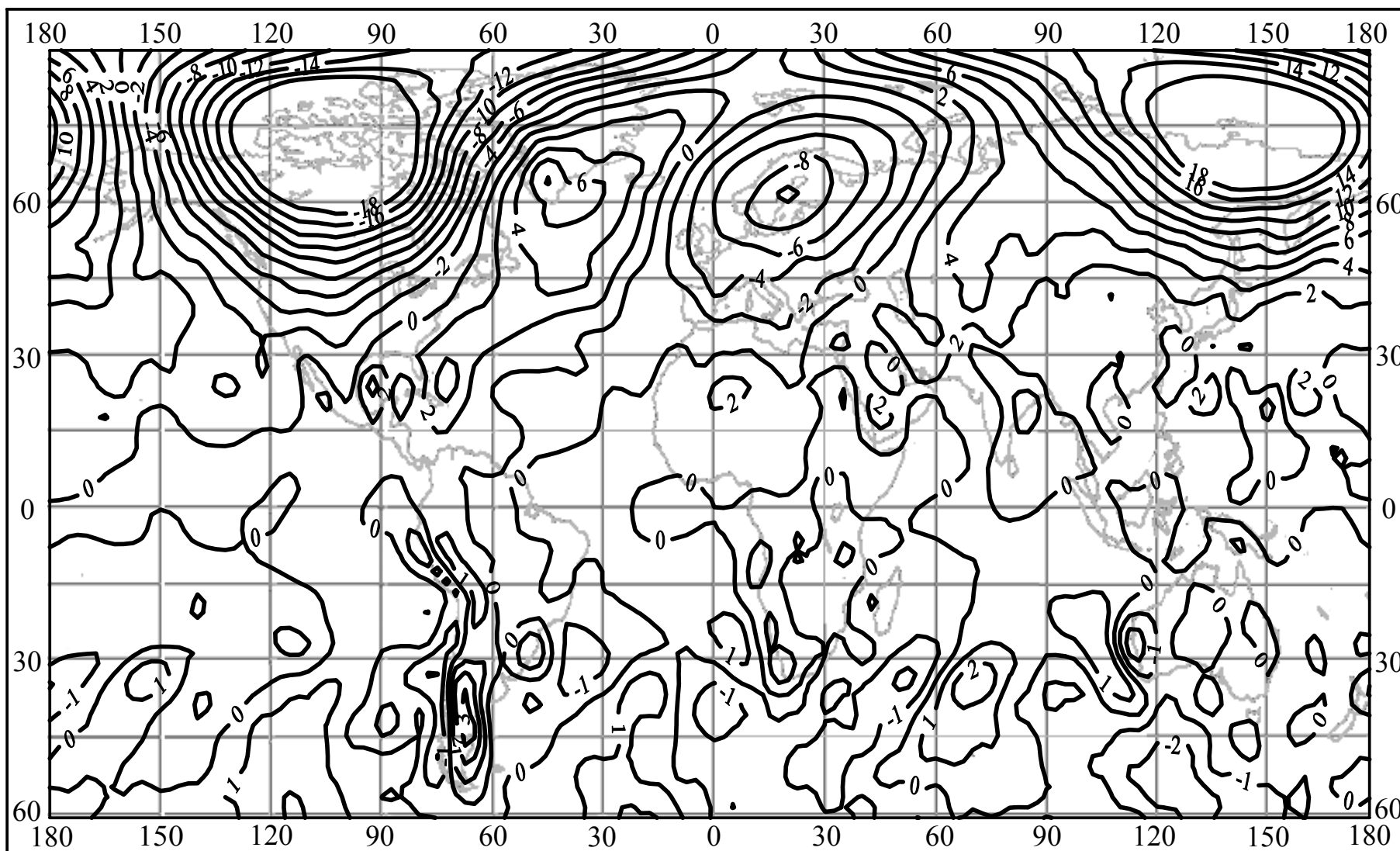


Рисунок 4.26 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 30 гПа (м/с). Січень

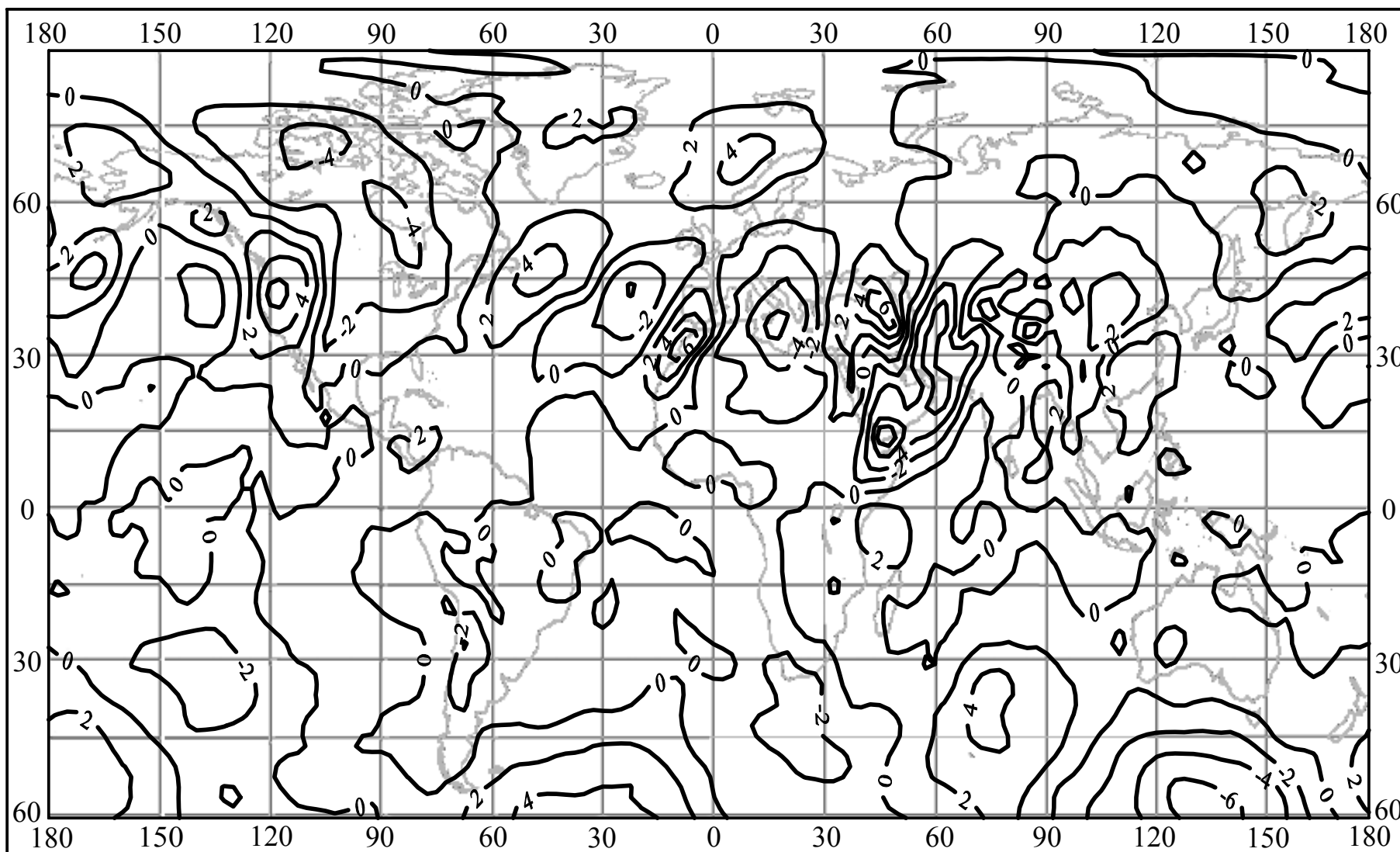


Рисунок 4.27 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 500 гПа (м/с). Липень

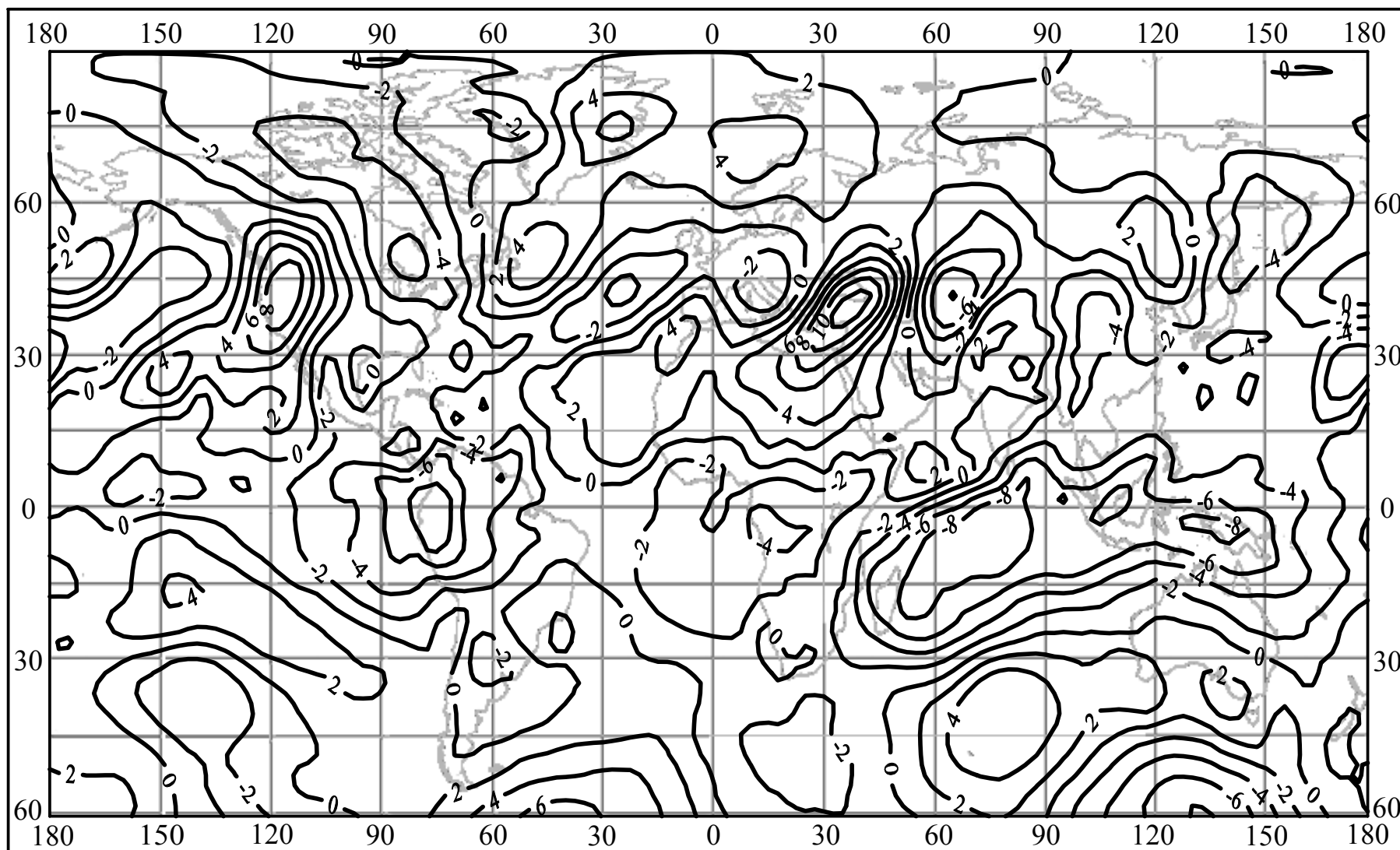


Рисунок 4.28 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 200 гПа (м/с). Липень

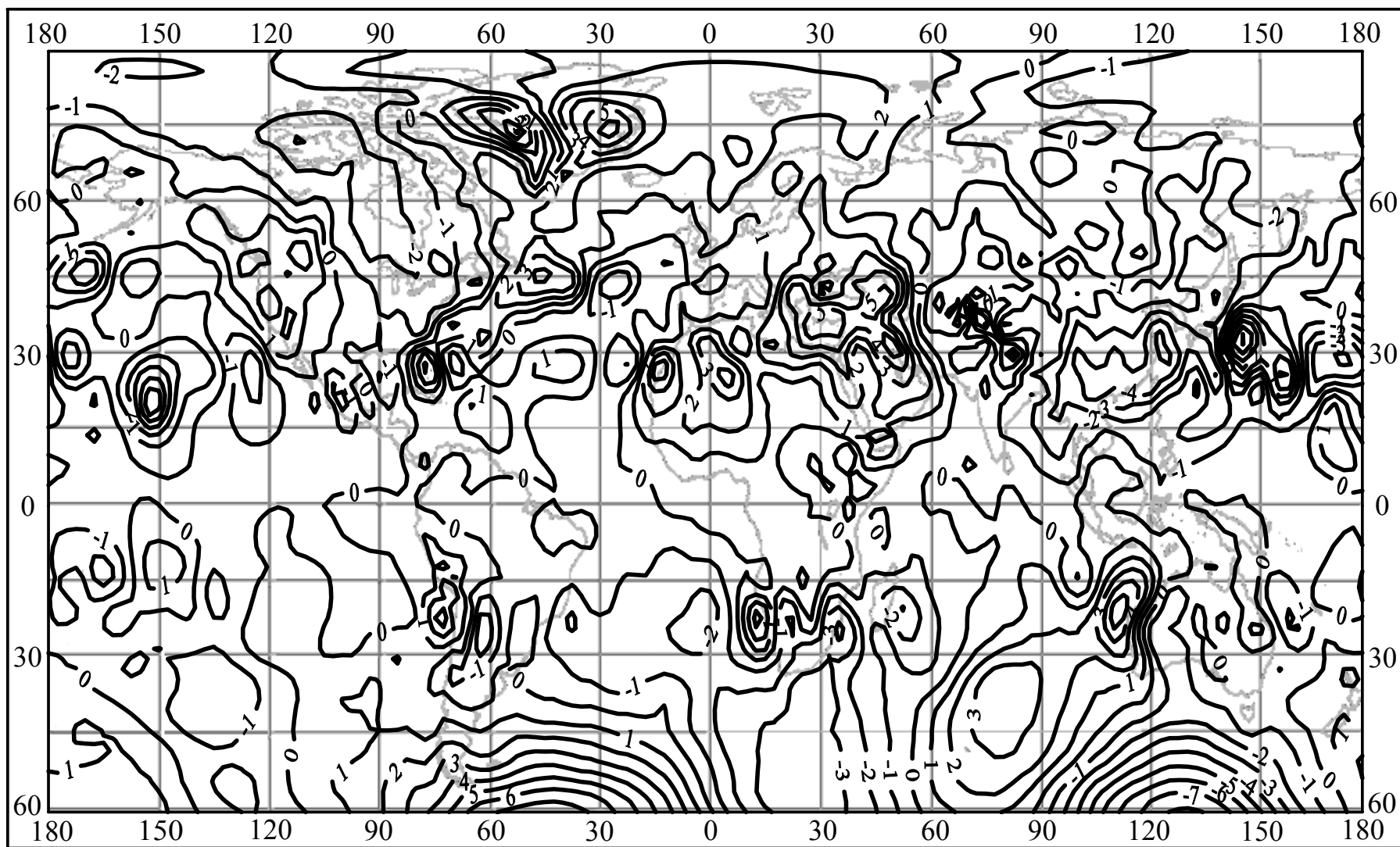


Рисунок 4.29 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 70 гПа (м/с). Липень

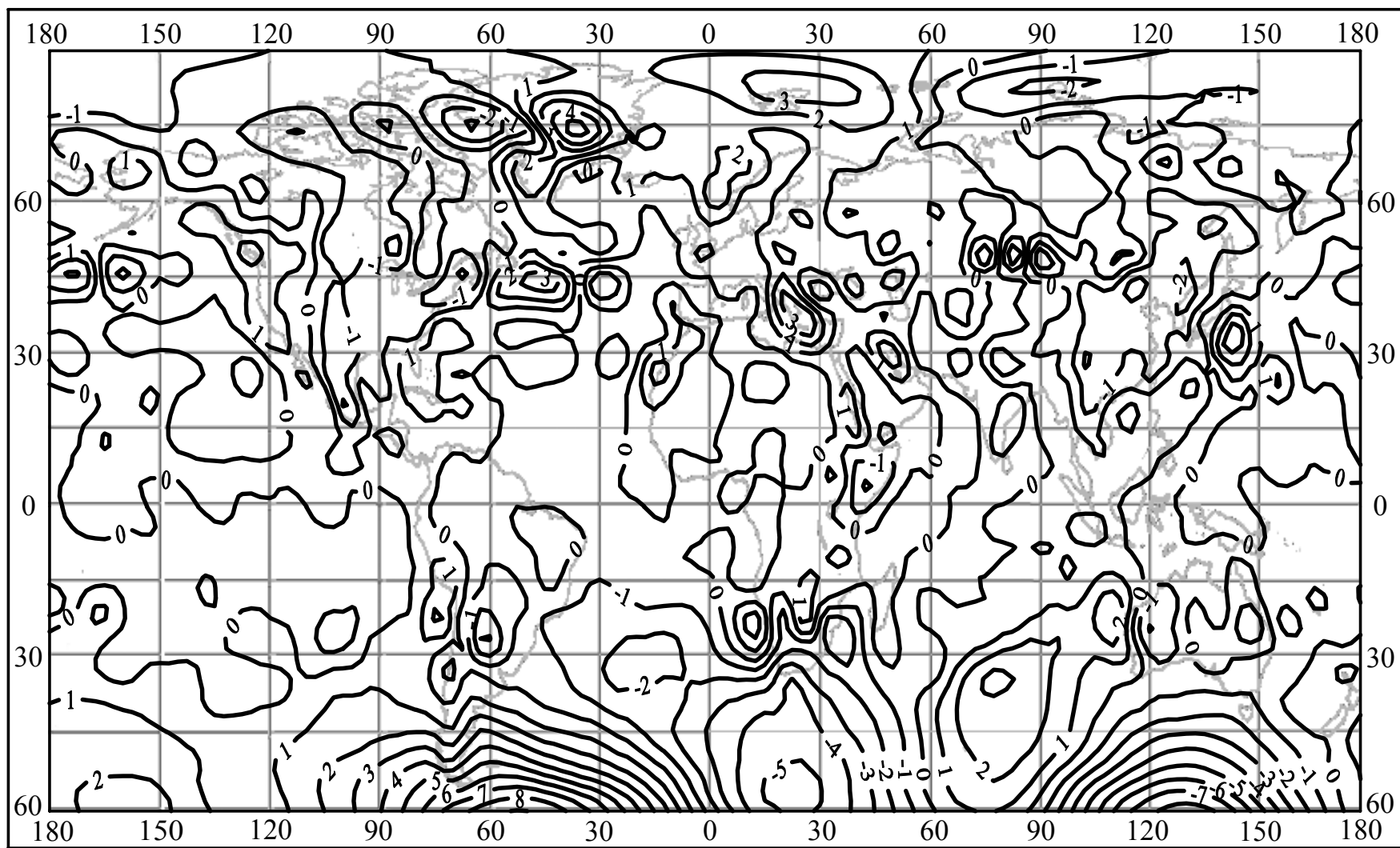


Рисунок 4.30 – Меридіональна складова швидкості вітру на поверхні 30 гПа (м/с). Липень

Меридіональна циркуляція у січні (рис. 4.23-4.26) характеризується максимальним розвитком у районі позатропічних широт та слабкістю у тропічній зоні. У високих та помірних широтах вона відображає інтенсивний повітряний обмін у системі потужних баричних улоговин над континентами та гребенів над океанами і виражається у формуванні декількох центрів, що чергуються уздовж широтних кіл північних та південних потоків.

Улітку меридіональна неоднорідність термобаричного поля у стратосфері обумовлена формуванням приполюсної області тепла та зберіганням низьких температур у приекваторіальному поясі. Поле вітру виражає циркуляцію у системі обширного антициклону, центр якого розташовується над географічним полюсом. Паралельність ізотерм та ізогіпс стратосферного антициклону широтним колам та відсутність чітко виражених гребенів породжують мінімальні відхилення циркуляції від зональної й не сприяють розвитку меридіональних рухів (рис. 4.27-4.30).

Карти дають змогу більш детально описати особливості великомасштабних повітряних течій обох півкуль, оскільки в складових значно краще проявляються впливи найбільш важливих кліматоутворювальних факторів, таких як нерівномірне розподілення сонячної енергії на земній поверхні, особливості розподілу океанів та материків, рельєф, сезонні особливості поглинання сонячної радіації термодинамічно активними домішками у стратосфері та виникнення під дією перелічених факторів зон високої бароклинності в атмосфері Землі.

Таким чином, карти зональної складової вітру можуть бути використані при вивченні реальних рухів в атмосфері Землі, в яких переважає зональна циркуляція. Західна та східна складові зонального руху є мірою циркуляції навколо Землі уздовж паралелей й відображають індекс циркуляції у західно-східному напрямку. Меридіональна складова вітру має значення для розрахунків переносу різних параметрів уздовж меридіанів, наприклад, тепла, вологи і т.п.

#### **4.1.4 Основні струминні течії тропосфери та стратосфери**

У верхній тропосфері та стратосфері формуються відносно вузькі зони великої горизонтальної протяжності зі значними контрастами температури і, як наслідок, великими горизонтальними градієнтами атмосферного тиску. Їх називають *висотними фронтальними зонами*. З ними пов'язані області з сильними вітрами (швидкості більші 30 м/с), які називаються *струминними течіями*. Вони є характерною рисою структури атмосфери та поля повітряних течій.

*Тропосферні струминні течії* розділяють на струминні течії помірних широт, субтропічні й екваторіальні. Рівень максимального вітру у першій з них розташовується на висоті 8-10 км узимку і 9-12 км літом. Максимальні швидкості західного вітру на осі струминної течії можуть досягати 180-220 км/год та більше.

Субтропічні струминні течії мають вісь на висоті 11-13 км. Зимом вісь цієї течії розташовується у зоні  $25-35^{\circ}$  пн. ш., а літом – у зоні  $35-45^{\circ}$  пн. ш. Середні швидкості західного вітру на осі субтропічної струминної течії складають у середньому 150-200 км/год, але інколи можуть перевищувати 300-400 км/год. Найбільшу інтенсивність ці струминні течії, як і у помірних широтах, мають узимку, коли у зоні висотних фронтальних зон утворюються максимальні контрасти температур.

Екваторіальні струминні течії формуються на висотах 15-20 км, між  $5^{\circ}$  пн.ш. і  $5^{\circ}$  пд. ш., як правило, у східному потоку. Вони є *стратосферними струминними течіями*. Але у стратосфері струминні течії можуть розвиватися й у субтропічних та помірних зонах. Узимку їх вісь розташовується на висотах 25-30 км, вітер на осі течії має західно-східний напрямок та швидкість більше 200 км/год. На цих же висотах струминна течія може формуватися й літом, але напрямок переносу повітря змінюється на протилежний у зв'язку з утворенням у стратосфері, як вже зазначалося, антициклонічного циркумполярного вихора.

Виділяють дві головні системи струминних течій, які мають загальні риси, але відрізняються за їх зв'язками з загальною циркуляцією атмосфери. Одна з цих систем – це *субтропічна струминна течія*, яка має зв'язок з полярною межею циркуляції Гадлея, в якій приземні фронти замасковані або взагалі відсутні. Друга система – це *полярнофронтальна струминна течія* (або *полярна струминна течія*), яка має зв'язок з фронтальними зонами позатропічних широт.

Струминні течії не можна розглядати як однорідні течії навколо усієї земної кулі; для них скоріше типовим є скупчення сильних вітрів у струминних смугах, що чергуються з ділянками більш слабких вітрів.

Довжина струминної смуги на даній широті пропорційна швидкості вітру, а при заданій швидкості вітру вона більша у низьких широтах та менша у високих.

У середньому швидкість вітру вище та нижче рівня максимальної швидкості спадає майже лінійно, причому відсоткове змінення з висотою є незалежним від максимальної швидкості вітру.

Зменшення швидкості удвічі порівняно зі швидкістю на рівні струминної течії спостерігається у середньому на відстані 5 км від цього

рівня, причому це зменшення над рівнем максимального вітру відбувається трохи швидше, ніж під ним.

Субтропічна струминна течія є дуже могутньою системою вітрів на земній кулі, в якій, наприклад, над південною Японією спостерігались швидкості до 130 м/с. Також вона характеризується великою стійкістю як по відношенню до напрямку вітру, так і по географічному положенню. Довжина струминної течії приблизно у 10 разів більша за ширину.

Рамідж (1952) пов'язує значну стійкість положення субтропічної струминної течії в районі  $25^{\circ} - 30^{\circ}$  пн.ш. з впливом Тібетського плато, що представляє собою область холоду, причому холод цей пояснюється, з одного боку, механічним підняттям та адіабатичним охолодженням повітря, що притікає з заходу, а з іншого – сильним радіаційним вихолодженням з обширних поверхонь, покритих снігом.

Використовуючи динамічну модель, що основана на аналізі завихореності, Морі (1959) отримав значну ступінь точності у відтворенні зимового поля висотних течій над півднем Східної Азії. Він прийшов до висновку, що система Гімалаїв та Тибету утворює дві гілки струминної течії (з північної та південної її сторін) і обумовлює формування могутньої струминної течії на підвітряному боці гір в результаті злиття північної та південної гілок. Повітряна течія намагається уникнути перетікання через плато, особливо у періоди зміни мусонних сезонів.

Субтропічна струминна течія є в основному системою трьох квазістійких хвиль. Короткочасні її зсування спостерігаються тоді, коли глибокі улоговини позатропічних широт розповсюджуються у субтропіки, але при цьому існує помітна тенденція до швидкого відновлення субтропічних особливостей, характерних для середнього положення субтропічної струминної течії. Середня її широта дорівнює приблизно  $27,5^{\circ}$  пн.ш. (рис. 4.31).

Субтропічна струминна течія виникає в результаті систематичного переносу повітря у напрямку до полюса у верхній гілці осередка Гадля загальної циркуляції атмосфери при частковому зберіганні абсолютного моменту кількості руху. У відповідності до цього твердження субтропічна струминна течія розташована біля полярної межі цього осередка циркуляції. Відносна незмінність широти струминної течії пов'язана з тим, що осередок Гадля сам по собі (як механізм зберігання балансу енергії у широкому поясі, в межах якого приток або збиток тепла на різних широтах залишаються порівняно незмінними протягом тривалого часу) характеризується відносною стійкістю положення та інтенсивності.



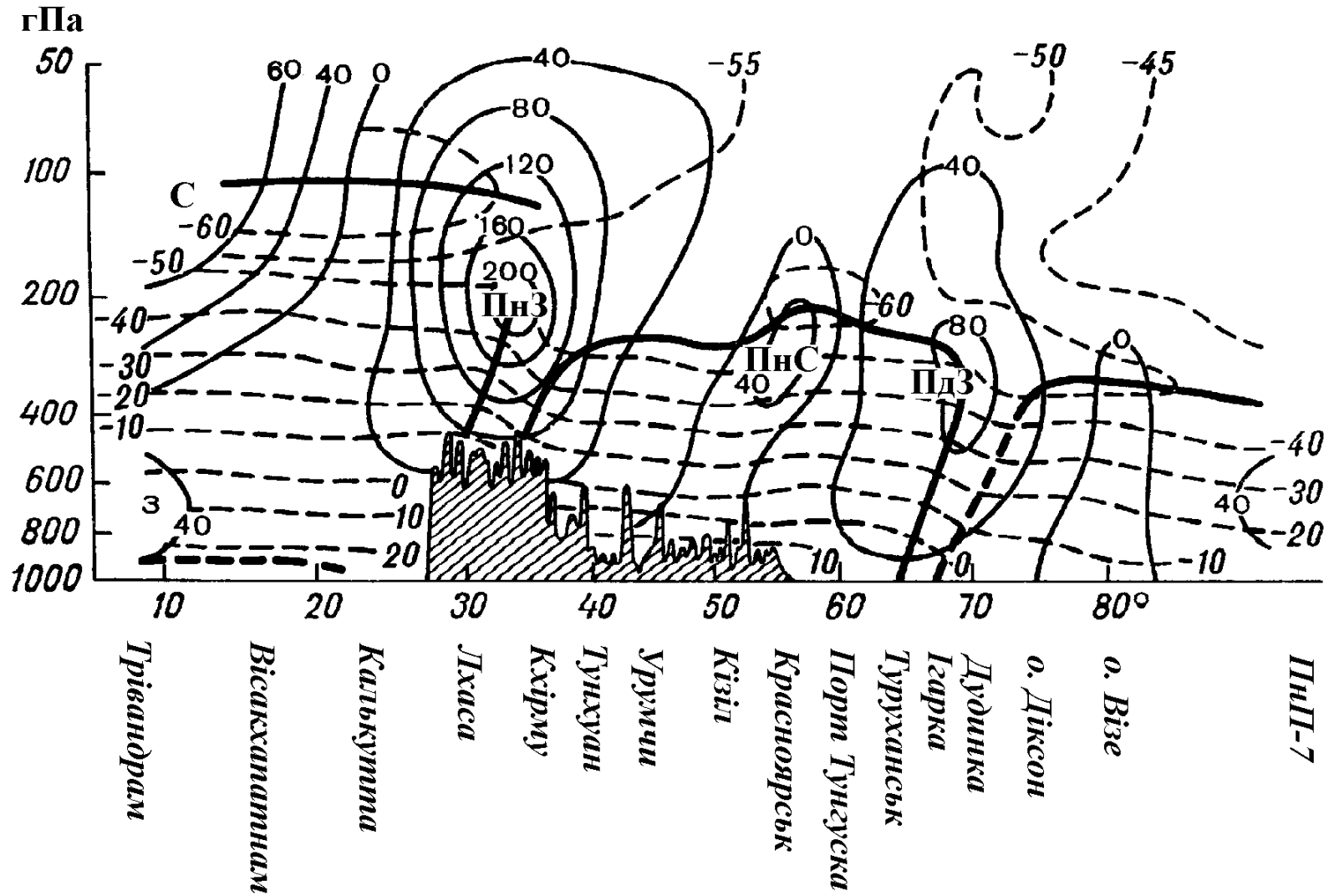


Рисунок 4.31 – Вертикальний розріз уздовж лінії Трієндром (Індія) – Північний полюс-7 за 15 годин по Гринвічу 14 травня 1958 р. (ізотахи в км/год). (Погосян, 1960)

Осереднений по усій півкулі осередок Гадлея улітку виявляється значно слабкішим, ніж узимку, особливо у північній півкулі, де пасатна течія над великими районами літом змінює свій напрямок на протилежній. У південній півкулі коливання інтенсивності субтропічної струминної течії слабкіші, ніж у північній. Це, очевидно, пов'язано з меншими сезонними змінами інтенсивності циркуляції Гадлея у південній півкулі, головним чином через різниці у континентальних впливах.

Субтропічна струминна течія розглядається як «розрив» між тропопаузою помірних широт (біля 250 гПа) та тропічною тропопаузою (біля 100 гПа).

Немайєс і Клапп (1949) пов'язують області з найбільшою швидкістю вітру, що виявляються на середніх зимових картах, з процесами конвергенції. Ці процеси зближують теплі та холодні повітряні маси; у результаті інтенсифікації соленоїдалного поля виникає пряма циркуляція уперек течії та швидкість вітру у верхній тропосфері збільшується. В областях дивергенції відбуваються протилежні процеси. Найбільші середні швидкості вітру спостерігаються у досить низьких широтах; у той час як найбільша бароклинність, у зоні полярного фронту, зосереджується над більшою частиною півкулі у широтах, значно більш високих. Ця неузгодженість зникає, як зауважує Пальмен (1954), якщо прийняти існування двох окремих систем вітрів стійкої субтропічної струминної течії та полярнофронтальної системи, що коливається з широтою і тому не дуже сильно впливає на середній вітер над даним місцем (рис. 4.8).

Дані про вітер показують, що середні хвильові системи у помірних та тропічних широтах не співпадають з фазою й що максимальні швидкості вітру спостерігаються на гребнях субтропічної струминної течії на тих довготах, де полярнофронтальна струминна течія найближча до екватора (рис. 4.32).

Зв'язок між конвергенцією та зміненням зонального вітру ілюструється на рисунку 4.33. Побудовані профілі на рис. 4.33а показують зсув за фазою між меридіональною складовою вітру на  $15^{\circ}$  пн.ш. (біля середини осередка Гадлея) та на  $50^{\circ}$  пн.ш. (у середній частині західного переносу Ферреля).

Різниці між цими двома кривими, що відбивають ступінь великомасштабної конвергенції та дивергенції на поверхні 200 гПа, показані на рис. 4.33б разом з профілем швидкості західного вітру на паралелі  $32,5^{\circ}$  пн.ш. Основні максимуми швидкості вітру у кожному з цих випадків знаходяться униз за течією від областей максимальної конвергенції.

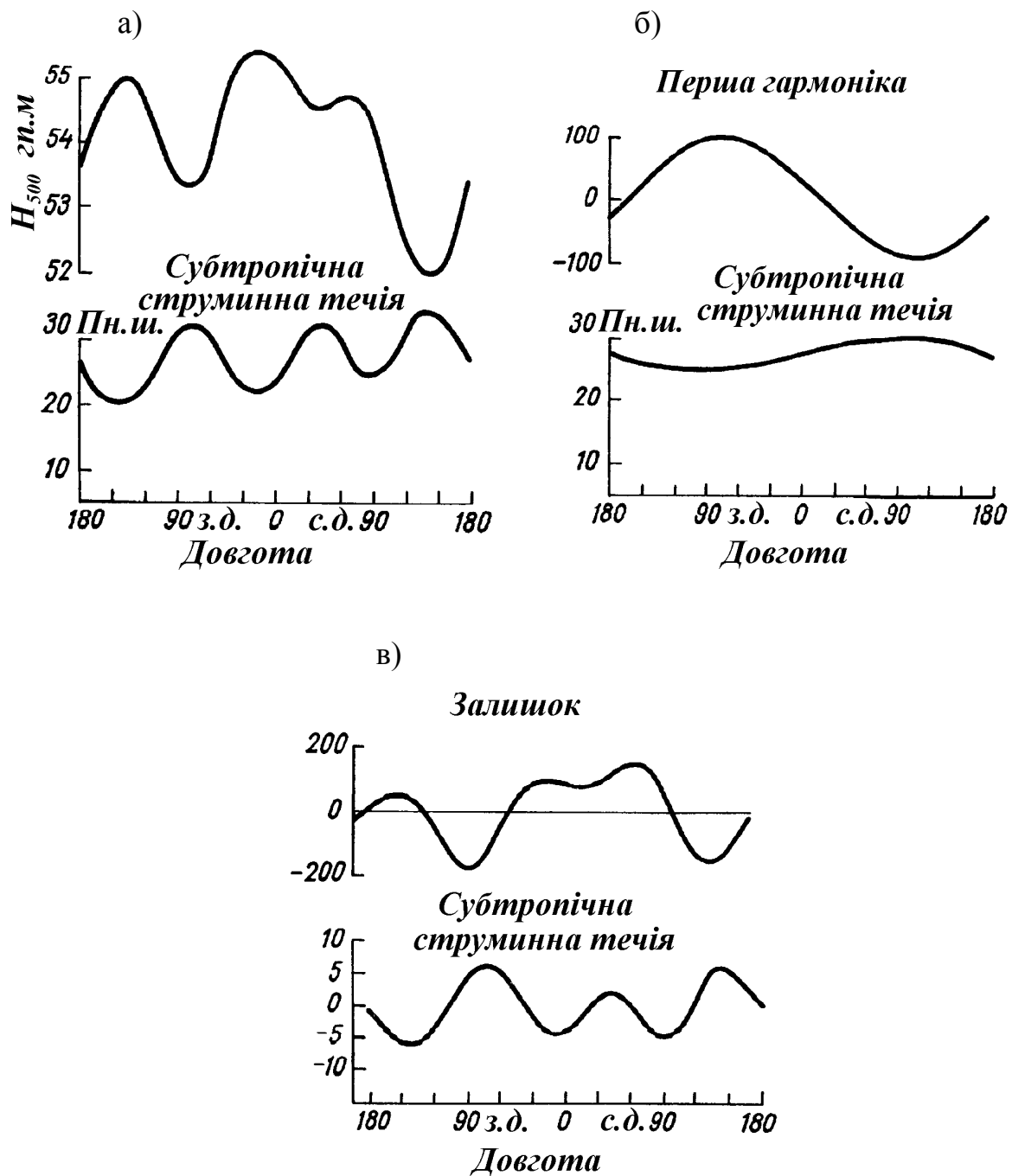


Рисунок 4.32 – а) Середня висота  $H_{500}$  на  $47,5^\circ$  пн.ш. за зимові сезони 1945-1953 рр. та середня широта осі субтропічної струминної течії; б) перша гармоніка кривих, що показані на рисунку (а); в) залишок, отриманий при відніманні першої гармоніки із кривих на рисунку (а). (Krishnamurti, 1961)

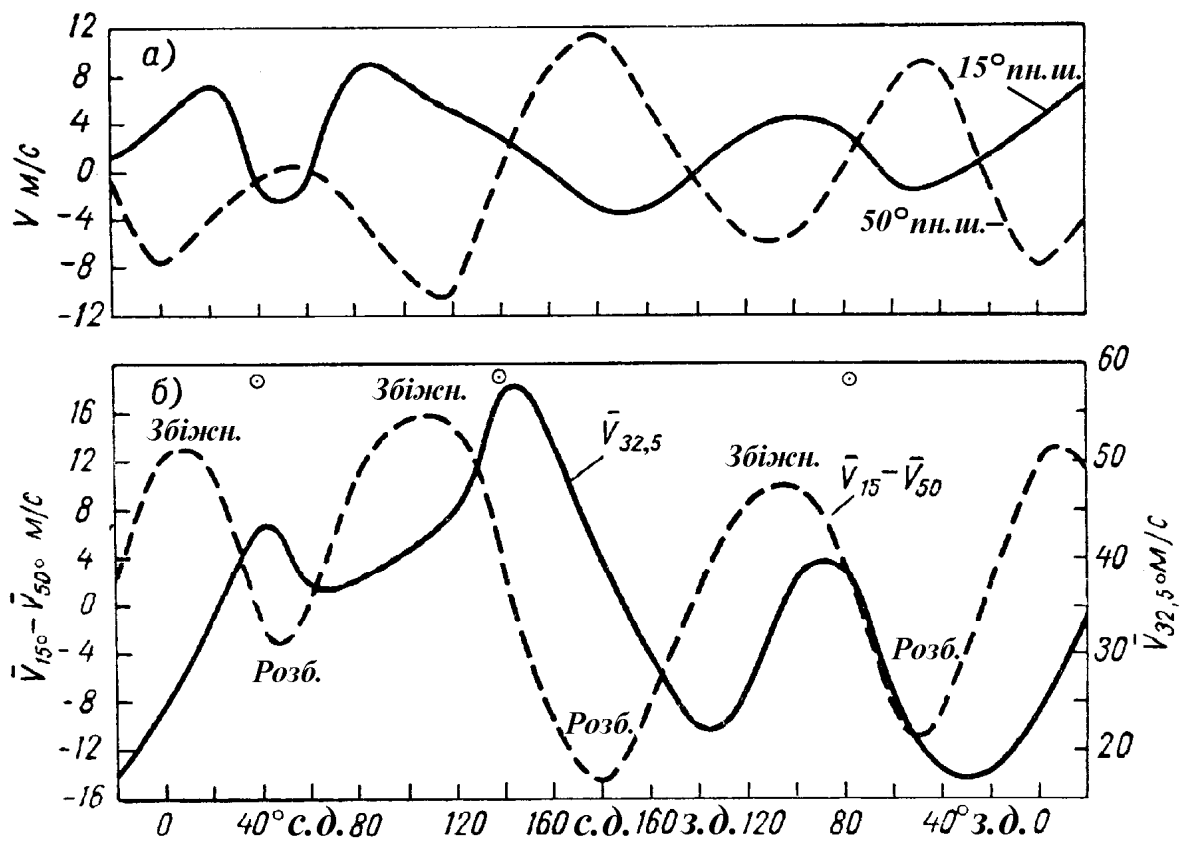


Рисунок 4.33 – Характеристики середньої зимової течії на  $AT_{200}$  для північної півкулі: а) меридіональні швидкості вітру на  $15^\circ$  та  $50^\circ$  пн.ш.; б) уривчаста крива показує різницю двох кривих на (а), як міру збіжності або розбіжності між цими двома широтами, суцільна крива показує сумарну швидкість вітру на широті  $32,5^\circ$  пн.ш. Колами зверху показані довготи гребенів субтропічної струминної течії

Таким чином, нижче областей дивергенції спостерігається загальне послаблення зонального вітру. Крішнамурті провів осереднення поля температури для трьох середніх струминних смуг та отримав, що бароклинність краще усього виражена у гребенях і гірше – в улоговинах струминної течії, що відповідає процесам конвергенції та дивергенції.

У полярній струминній течії спостерігаються коливання, що мають подібну природу, але накладені на планетарні хвилі типу Бьєркнеса – Россбі. Струминні смуги виявляються звичайно біля гребенів позатропічних хвиль, але можуть також спостерігатися у будь-якій частині довгохвильової системи, включаючи й улоговини.

Сосьєр (1958) визначив співвідношення між шириною течії та її товщиною і отримав такий результат – воно більше для субтропічної струминної течії, ніж для полярної. Вертикальна потужність субтропічної струминної течії відносно невелика, причому більша частина тропосферного зсуву концентрується у шарі під струминною течією потужністю менше 100 гПа.

Ця концентрація є результатом сполучення двох впливів. В першу чергу бароклинність поблизу субтропічної струминної течії звичайно найбільша у верхній тропосфері у протилежність області полярного фронту, де найбільша бароклинність спостерігається у середній та нижній тропосфері.

Морі (1953) вказував на те, що виключно стійкий шар (потужністю до 6 км) виникає тоді, коли полярний фронт зміщується далеко на південь й об'єднується з субтропічним фронтом. Рівень обертання бароклинності на південному боці струминної течії лежить досить низько. Середня висота субтропічної струминної течії розташована біля 200 гПа, але у тих випадках, коли субтропічний фронт різкий, рівень максимального вітру на південному боці струминної течії іноді опускається навіть до 400 гПа.

Одна з точок зору на розподілення властивостей атмосфери у масштабі півкулі була висловлена Россбі (1949): «Бокове перемішування усередині полярної шапки на північ від максимальних вітрів (струминної течії) повинно не тільки вирівнювати завихореність, але й прагнути до ліквідації горизонтальних градієнтів температури у зоні змішування та до концентрації температурних контрастів між високими та низькими широтами на південній межі зони змішування, тобто під струминною течією. Ця зона підвищеного контрасту температури повинна набути характеру фронтальної зони. Таким чином, фронти у вільній атмосфері та струминні течії являють собою лише різні прояви одного й того ж процесу».

Як правило, існує два головних фронти зі струминними течіями, що їх супроводжують. Хоча інтенсивність полярного фронту змінюється від місця до місця, між 700 та 400 гПа існує відносно безперервна зона концентрованої бароклинності навколо півкулі, що пов'язана з висотною

струминною течією змінної інтенсивності. Аналогічним чином, особливо у північній півкулі узимку, існує зона відносно сильної бароклинності у верхній тропосфері (у деяких місцях з чітко вираженим фронтом), що пов'язана з субтропічною струминною течією.

Велика стійкість субтропічної струминної течії свідчить про те, що зберігання її соленоїдального поля може розглядатися як ефект стійкості середньої меридіональної циркуляції, зокрема її досить стійкого тропічного осередка Гадлея.

Улітку у північній півкулі відбувається переміщення поясів західного переносу на північ; у цьому ж напрямку переміщується і пояс східних екваторіальних вітрів.

Східна струминна течія з максимальними швидкостями вітру у шарі від 150 до 100 гПа добре розвинена, особливо над півднем Азії. Середина літа характеризується максимальною швидкістю східного переносу біля 35 м/с та спостерігається у зоні 10-15° пн.ш. над Аравійським морем, де стійкість цього переносу складає від 96 до 100%. У той час як стійкість напрямку велика, швидкості вітру більше 50 м/с спостерігаються взагалі періодами, які розділяються періодами слабких вітрів.

Як стійке явище тропічна струминна течія (у північній півкулі) різко проявляється тільки на південь від Азії. На схід від Азії та на захід від Африки східна струминна течія значно слабкіша. Визначне коливання інтенсивності цієї течії в залежності від довготи та її відсутність над Атлантичним і Тихим океанами обумовлені впливом материків та океанів на тепловий баланс субтропічних областей. Над материками нагрівання земної поверхні негайно передається в атмосферу головним чином у вигляді явного тепла. Над океанами ж значна частина енергії витрачається на нагрівання поверхневих шарів води та на випаровування, причому не рідко частина прихованого тепла звільняється вже над материками. Тому субтропічні райони являють собою улітку сильні локальні джерела тепла, а це знижує коливання температури над океанами.

#### **4.1.5      *Великомасштабні періодичності у системі зонального переносу***

Великомасштабні ланки загальної циркуляції атмосфери, такі як переважаюча зональна циркуляція у тропосфері та стратосфері середніх і високих широт, циркуляція у тропічній зоні, мусонна циркуляція відбивають деяку осереднену картину повітряних течій у густих шарах атмосфери. Вони не враховують періодичних коливань швидкості вітру, що в ній спостерігаються, та мають різні часові масштаби.

Недостатність знань особливостей циркуляції атмосфери є суттєвою перешкодою до вивчення теорії клімату, яка дозволяє не тільки пояснити

сучасний стан клімату, але й розробити методи кліматичних прогнозів різної завчасності з урахуванням антропогенних впливів.

За останні декілька років зацікавленість до метеорології стратосфери стимулювалася ідеєю про можливий вплив газових слідів надзвукових літаків на хімічний склад стратосфери, а внаслідок цього, і на глобальний клімат. Активізувалися дослідження у ряді областей метеорології стратосфери. У першу чергу зусилля були сконцентровані на вивченні радіаційних та фотохімічних аспектів метеорології атмосфери. Однак при цьому завжди малось на увазі, що перенесення радіаційно або фотохімічно активних компонент (озону, водяної пари, окису азоту), що здійснюється загальною циркуляцією, стає основним регулятором зв'язку між людською діяльністю та глобальним кліматом. Таким чином, про можливий вплив людської діяльності на верхню атмосферу і на глобальний клімат не можна сказати нічого певного, якщо не прийняти до уваги атмосферні рухи та їх взаємодію з радіаційними та фотохімічними процесами. Не викликає сумніву й те, що будь-які конкретні висновки про вплив сонячного циклу на погоду і клімат можуть бути зроблені лише на основі детальних кількісних моделей взаємозв'язків між верхньою та нижньою атмосферою, що здійснюються системами атмосферних рухів. Реалістичні прогнози можливих кліматичних наслідків людської діяльності або варіацій сонячної активності можуть бути здійснені лише на основі розвитку чисельних моделей загальної циркуляції, які адекватно відтворюють фізичні процеси, що протікають у верхній атмосфері, а також відбивають взаємодію між верхньою атмосферою та тропосферою.

Циркуляція атмосфери не є чисто зональним рухом. Під дією збурень та обертання Землі у ньому обов'язково виникають хвильові рухи. Хвилі, що спостерігаються в атмосфері, можна розглядати як лінійні у тому сенсі, що вони можуть бути описані лінійаризованими хвильовими рівняннями, оскільки при вертикальному переміщенні атмосферних хвиль флуктуаціями нелінійних збурюючих впливів можна знехтувати. Основою для цього є розуміння того, що якщо зональний рух являє собою суперпозицію простих гармонічних коливань, то є тенденція до взаємної компенсації нелінійностей.

Є ряд класифікацій великомасштабних лінійних атмосферних хвиль. По-перше, вони підрозділяються на *вільні* та *вимушені*. Вимушені коливання являють собою реакції на притоки енергії, що мають визначену частоту та просторовий розподіл, у той час як вільні атмосферні хвилі є звичайними резонансними коливаннями атмосфери. Вони можуть збурюватися достатньо слабкими випадковими діями.

По-друге, атмосферні хвилі можна підрозділити на *внутрішні* (що вертикально розповсюджуються) та *зовнішні* (вертикально заперті). Фазові траєкторії зовнішніх мод залежать від висоти, а щільність їх енергії експоненційно зменшується з віддаленням від джерела. Внутрішні моди

можуть мати нахилені по висоті траєкторії. Це означає, що є всі підстави розглядати вертикальну компоненту їх групової швидкості. Такі хвилі здатні переносити енергію та кількість рухів по вертикалі. Внутрішні хвилі є вимушеними. Тому тільки вони можуть відігравати найважливішу роль у передачі енергії та кількості руху із тропосфери у стратосферу.

Наступний підхід до класифікації атмосферних хвиль базується на особливостях їх меридіональної структури. У відповідності до цієї класифікації хвилі розділяють на *хвилі екваторіальних широт*, *хвилі середніх широт* та *хвилі, що розповсюджуються меридіонально*.

Внутрішні хвилі, що вертикально розповсюджуються були виявлені у тропічній стратосфері Янаї та Маруямою у результаті аналізу часових рядів швидкості вітру на окремих станціях.

Було встановлено, що над екваторіальною частиною Тихого океану у нижній стратосфері мають місце коливання меридіонального вітру з періодами 4-5 діб, що відповідають змішаним Россбі-гравітаційним хвилям. Більш довгі хвилі, період котрих 10-20 діб, були виявлені на часових розрізах зональної компоненти швидкості вітру Уоллесом та Куоскі. Такі хвилі є хвилями Кельвіна. Змішані Россбі-гравітаційні хвилі мають довжину хвилі біля  $10^4$  км, а хвилі Кельвіна -  $3 \cdot 10^4$  км. Першим із них відповідає зональне хвильове число 4, вертикальна протяжність 4-8 км та середня фазова швидкість  $c = -23$  м/с; другим – хвильове число 1-2 вертикальна протяжність 6-10 км, фазова швидкість  $c = 25$  м/с.

Як свідчать експериментальні дослідження, *хвилі Кельвіна* та *змішані Россбі-гравітаційні хвилі* володіють достатніми амплітудами, щоб відігравати важливу роль у великомасштабній динаміці атмосфери.

Існує думка, що хвилі Кельвіна являють собою єдиний тип хвиль, за допомогою яких здійснюється перенесення угору потоку кількості руху, який пов'язаний із західними вітрами, та утворюються прискорення західного зонального вітру на екваторі. Найбільшої амплітуди хвилі Кельвіна досягають у період східної фази квазідворічних коливань у нижній стратосфері. Якщо хвилі Кельвіна попадають у зону зсувів західних вітрів, вони швидко подавляються. Їх енергія призводить до збільшення західних прискорень при встановленні західної фази квазідворічної циклічності.

Існує уявлення про те, що періодичні змінення характеристик стратосфери та мезосфери, а також неперіодичні процеси, що в них протікають, як, наприклад, раптові потепління, обумовлені притоками енергії з тропосфери, що переноситься хвилями великого масштабу, які розповсюджуються вертикально. Ці хвилі обумовлені агеострофічністю повітряних течій, термічною та орографічною неоднорідністю підстильної поверхні.

Відтік енергії з тропосфери, який пов'язаний з вертикальним розповсюдженням тропосферних хвиль, може учинити суттєвий вплив і на



змінення тропосферної циркуляції. Найбільша кількість енергії зосереджується в ультрадовгих квазістаціонарних планетарних хвилях з зональними хвильовими числами 1-3.

#### ***4.1.5.1 Загальна характеристика періодичних коливань складових швидкості вітру***

Часові ряди метеорологічних величин утримують періодичні компоненти, які обумовлені хвильовою природою атмосферних процесів.

Ця властивість притаманна і часовим рядам швидкості вітру у вільній атмосфері, де має місце широкий спектр періодичних коливань. Їх суперпозиція разом з трендовою компонентою та випадковою складовою відбивають досить складну структуру часових рядів. Тому частіше приходиться мати діло з прихованими періодичностями.

В Одеському державному екологічному університеті протягом останніх двадцяти років проводяться наукові дослідження періодичних коливань основних кліматичних параметрів, у тому числі й складових швидкості вітру на базі комплексного статистичного підходу з метою виявлення спектрів усіх можливих періодичних коливань циркуляційного режиму у густих шарах атмосфери північної півкулі. Вивчення характеру зв'язків амплітуд коливань, їх початкових фаз з висотою та розподілення останніх в атмосфері Землі дозволяє отримати уявлення про особливості розповсюдження по вертикалі періодичностей швидкості вітру різних масштабів у шарах тропосферної та стратосферної циркуляції від 5 до 55 км.

Комаров В.С за циркуляційними ознаками всю атмосферу поділив на три головні області: область тропосферної циркуляції – від земної поверхні до приблизно 24 км; область стратосферно-мезосферної циркуляції – від 24 до 80-85 км і область іоносферної циркуляції – вище 80-85 км. Для уточнення цих областей нами було проведено ретельне дослідження вертикальної статистичної структури швидкості вітру для північної півкулі за допомогою факторного аналізу.

Виходить, що у тропічній зоні як у зональній, так і в меридіональній компонентах по властивостях вертикальної статистичної структури слід виділити 3 шари. Перший з них обмежується висотами 5-20 км, другий має товщину 20-35 км, а третій розташовується на висотах 35-55 км.

У середніх широтах по особливостях вертикальної статистичної структури зонального вітру тропо-стратосферу слід розділити на два шари. Однак для меридіональної компоненти необхідно виділити три області: 5-20 км; 20-35 км та 35-55 км. Кожний з цих шарів вимагає самостійного розгляду для пояснення фізичних особливостей динамічних процесів, що в них розвиваються.

Дослідження періодичних компонент складових швидкості вітру проводилося для тропосфери, нижньої та середньої стратосфери.

Вихідні часові ряди зональної й меридіональної складових швидкості вітру підлягали фільтрації за допомогою перетворення Фур'є, у результаті чого на кожній висоті, що досліджувалася (5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 і 55 км) були ідентифіковані з ймовірністю 95% спектри періодичних коливань, які представлені в якості прикладу у таблицях 4.1-4.6.

Усі вони у відповідності з класифікацією Добришмана Є.М. відносяться до великомасштабних елементів загальної циркуляції атмосфери. Відомі й інші підходи до класифікації по масштабах коливань метеорологічних величин. Наприклад, А.С. Монін відносить до короткоперіодних коливань атмосферної циркуляції навіть ті, які належать до міжрічних – з періодом у декілька років. Довгоперіодними коливаннями він рахує як міжстолітні, міжвікові, а також коливання, що пов'язані з льодовиковими періодами.

Приймаючи за основу класифікацію Добришмана Є.М., будемо відносити періодичності, представлені в таблицях 4.1-4.6, до великомасштабних особливостей загальної циркуляції атмосфери, що притаманні їй зональній та меридіональній гілкам.

Їх умовно розділимо на три класи коливань – *довгоперіодні*, *середньоперіодні* та *короткоперіодні*. До першого з них будемо рахувати коливання з періодом півроку і більше, до другого – з періодом від одного місяця і до півроку, до третього – коливання, що мають період менше одного місяця. Останні в залежності від часових (чи лінійних) масштабів відносять або до хвиль Кельвіна – Гельмгольца, або до Россбі-гравітаційних хвиль. Серед інших великих та швидких змінень (крім довгоперіодних) є коливання, що обумовлені синоптичними процесами. Вони уперше були досліджені для висоти 50 гПа Остіном і Кравицем, які розглядають основні схожості та різниці між стратосферними і тропосферними циркуляціями. Статистичний аналіз Джуліана (1959) показує, що короткохвильові збурення характерні для тропосфери помірних широт та що починаючи з висоти 100 гПа вони затухають. Це затухання пояснюється термічною компенсацією, що визначається зв'язком теплого повітря з улоговинами, а холодного - з гребенями у нижній стратосфері. Але «основні риси довгохвильової структури верхньої тропосфери зберігаються і у нижній стратосфері, принаймні до поверхні 100 гПа». Над нижньою стратосферою гребені звичайно є теплими, а улоговини – холодними. Таким чином, ці великомасштабні системи мають тенденцію зберігати притаманні їм властивості у межах потужного шару у середній і верхній стратосфері та збільшувати, свою інтенсивність з висотою. Їх переміщення пов'язані з дуже сильними змінами температури та вітру, котрий на високих рівнях у так званій «струминній

течії полярної ночі» набуває швидкості, що порівняна зі швидкістю вітру у найсильніших тропосферних струминних течіях.

Остін і Кравіц припустили, що ці верхнестратосферні хвилі являють собою бароклинні збурення, в основному подібні до бароклинних збурень тропосфери, але виникають вони незалежно від них. Ця точка зору була підтверджена роботами Бовілла, Джуліана і Лабіцке, в яких встановлено, що ці стратосферні збурення перетворюють доступну потенціальну енергію у кінетичну. Однак у перехідному шарі нижньої стратосфери, згідно розрахункам Міякоди та Орта, перетворення енергії йде у протилежному напрямку; а це означає, що циркуляція у цьому шарі «приводиться у рух» циркуляційними системами шарів, що лежать вище та нижче нього.

*Середньоперіодні та довгоперіодні* коливання швидкості вітру можливо називати хвилями лише умовно. Дійсно, навіть коливання Маддена – Джуліана з періодом 30 діб, якщо прийняти відносно невелику середню швидкість переносу (наприклад, 15 м/с), будуть мати такий лінійний масштаб, котрий значно перебільшить довжину кола Землі навіть у екваторіальній площині. Таким чином, ці коливання неможна ототожнювати з двовимірними атмосферними хвилями, характеристики котрих звичайно устанавлюють, використовуючи модуль швидкості вітру. Вони, як уже підкреслювалося, являють собою особливості, що характерні зональному та меридіональному вітрам як великомасштабним гілкам загальної циркуляції атмосфери.

Різноманітні гіпотези, в яких робиться спроба пояснити причини появи тих чи інших коливань складових швидкості вітру, широко обговорюються у сучасній науковій літературі. Огляду основних з них буде відведено місце у відповідних розділах цієї книги. Тут же зупинимося на одній із гіпотез, котра висвітлена в роботах Моніна А.С., Морського Г.І., Решетова В.Д. та інших. Згідно неї, *середньоперіодні та короткоперіодні* коливання швидкості вітру можуть бути пояснені параметричним резонансом, оскільки коливання атмосферної циркуляції володіють властивостями автоколивань з ознаками статистичної упорядкованості, що обумовлені відповідними притоками енергії. Із теорії коливань відомо, що параметричні збурення у коливальній системі відбуваються у результаті періодичного змінення в ній одного з коливальних параметрів.

У їх якості в атмосфері можуть виступати притоки тепла, що обумовлені турбулентним та струминним теплообміном, а також дисипація кінетичної енергії турбулентності.

Інтенсивність атмосферної циркуляції знаходиться у стані рухливої рівноваги. Це свідчить про те, що притоки і стоки тепла спільномірні. Оскільки дисипація кінетичної енергії є досить вагомим фактором атмосферних рухів, параметричне збурення коливань у атмосфері

проявляється у вигляді не лінійчатого, а смугастого спектра. Воно відбувається при тих значеннях періоду  $T_c$  одного з власних коливань (система з періодом  $T_p$ ), при якому стан рівноваги системи є нестійким, а це обумовлено перевищенням притоку енергії у систему над дисипацією. При цьому амплітуда коливань збільшується до деякої критичної величини. Таким чином, якщо в якій-небудь області відбувається взаємне накладення коливань двох сусідніх періодів, то відбувається приток енергії кожного з них у обидві суміжні коливальні системи, що визиває модуляцію коливань усе нових періодів.

Можливі періоди власних коливань при параметричному збуренні їх в атмосфері, які виражаються співвідношенням:

$$T_{c\ m,n,k} = T_p \left( \frac{2}{n} \right)^m \frac{2}{k}, \quad (4.15)$$

де  $T_c$  - період одного з власних коливань;  
 $m, n, k$  - хвильові числа.

Були розраховані періоди власних коливань зональної й меридіональної складових швидкості вітру для різних значень хвильових чисел. В якості  $T_p$  було вибрано період фізично обґрунтованого річного коливання, яке виділено при фільтрації часових рядів складових швидкості вітру над районами, що розташовані у західному секторі північної частини Тихого океану. Порівняння періодів власних коливань, розрахованих за формулою (4.15), з тими, що фактично спостерігалися, показали їх узгодженість.

Таким чином, повітряні течії у системі загальної циркуляції атмосфери володіють дуже складним характером. Крім атмосферних хвиль різних часових масштабів їм ще притаманні великомасштабні періодичні коливання, з широким спектром коливань, що включають квазідворічні, річні, піврічні, трьох-чотирьох місячні періодичності, періодичності Маддена-Джуліана, та періодичності з масштабами хвиль Кельвіна. Усі ці періодичності виявляються у повітряних течіях, що формуються у шарі тропо - стратосфери як тропічної зони, так середніх і високих широт. Їх необхідно обов'язково врахувати при довготермінових прогнозах погоди. Тому нижче зупинимося на основних із них.

#### **4.1.5.2 Піврічні коливання швидкості вітру**

Статистичний аналіз часових рядів швидкості вітру показав, що піврічні коливання в зональній та меридіональній складових швидкості вітру проявляються у шарі 5-55 км в усіх широтних зонах північної півкулі (табл. 4.1-4.2).

Таблиця 4.1 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) піврічних коливань зональної складової швидкості вітру

Висота, км	Пункт									
	ф. Шерман		м. Канаверал		У Сендз		о-ва Воллоп		ф. Черчилл	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	6.2	7.6	5.8	9.1	6.1	10.7	6.2	6.5	6.3	6.5
50	6.2	10.6	5.8	9.4	6.1	8.9	6.2	6.4	6.3	6.1
45	6.2	8.5	5.8	8.3	6.1	7.7	6.2	6.2	6.3	4.5
40	6.2	6.0	5.9	5.9	6.1	6.3	6.2	4.3	6.3	4.1
35	6.2	1.8	5.8	4.3	6.1	4.3	6.2	3.9	6.3	3.6
30		-	5.8	3.0	6.1	3.7	6.2	3.0	6.3	3.2
25		-	5.9	1.7	6.1	2.5	6.2	1.6	6.3	2.5
20	5.7	1.5		-	6.1	1.6		-		
15	6.9	1.2			6.1	3.0	5.5	2.0		
10	7.7	1.4		-	6.1	2.8	5.5	2.4		
5	6.2	1.0		-	6.1	1.6	6.7	1.6		

Спроба пояснити причини виникнення піврічних періодичностей у полі вітру відносяться, в основному, до приєкваторіальної області. Коливання складових швидкості вітру обумовлені зміненням із піврічним періодом інтенсивності сонячної радіації у тропічній зоні. Як підкреслюється Є.Н. Добришманом, з точки зору впливу астрономічних факторів, тропічну область можливо поділити на 2 частини: екваторіальний пояс, де домінує піврічний період притоку тепла від Сонця, та тропічний, де переважає річний хід. Із цієї точки зору в екваторіальному поясі не повинно бути сезонного ходу в загальноприйнятому понятті, а швидше є «сезони півріч», тобто в кліматичному плані повинні проявлятися варіації метеорологічних величин з піврічним періодом.

Гопкінс та Рід підкреслюють, що західні прискорення піврічних коливань можуть визиватися хвилями Кельвіна. Передбачається, що найбільш ймовірним джерелом їх збудження є *короткоперіодні хвилі Кельвіна*, що мають у нижній стратосфері малі амплітуди, тому що довгоперіодні хвилі Кельвіна різко затухають з висотою за рахунок ньютонівського вихолодження. Механізм збудження східної зони піврічних коливань пояснюється поглинанням планетарних хвиль у зимовій стратосфері поблизу критичного рівня екваторіальної області.

Таблиця 4.2 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) піврічних коливань меридіональної складової швидкості вітру

Висо- та, км	Пункт									
	ф. Шерман		м. Канаверал		Уайт Сендз		о-ва Воллоп		ф. Черчилл	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	-		8.6	1.3	-		-		5.5	2.3
50	5.7	1.8	6.7	1.4	6.6	1.5	6.2	1.8	5.5	2.6
45	5.7	1.6	5.8	1.5	6.1	1.3	5.9	1.6	-	
40	5.2	0.8	5.2	0.9	5.0	1.1	5.5	1.1	6.2	2.2
35	-		6.2	0.9	5.0	0.9	7.2	0.7	6.2	1.9
30	7.7	0.9	5.8	0.5	5.0	0.8	-		6.2	2.1
25	7.7	0.6	8.6	0.3	6.1	0.6	6.7	0.4	5.9	1.6
20	7.7	0.5	5.5	0.3	-		5.5	0.5		
15	6.9	1.1	5.5	0.9	6.1	1.5	5.5	1.4		
10	6.2	1.4	-		6.1	2.4	5.5	1.7		
5	-		5.8	0.7	6.1	1.1	5.5	1.4		

Холтон Дж. Р. також підкреслює, що піврічні коливання вітру у тропічній стратосфері є результатом спільної дії джерел західної кількості руху, що забезпечується хвилями Кельвіна і збуджується у тропічній тропосфері та осцилюючих джерел східної кількості руху, які забезпечуються планетарними хвилями, що розповсюджуються по вертикалі та до екватора у стратосфері зимової півкулі й поглинаючими в околиці нульових значень зонального вітру. Дослідження Ліндзена свідчать про те, що на виникнення піврічних періодичностей швидкості вітру у верхній тропосфері та нижній стратосфері може чинити великий вплив змінення від зими до літа положення та інтенсивності *субтропічної струминної течії*.

Не дивлячись на те, що піврічні періодичності коливання складових швидкості вітру спостерігаються практично в усьому 55-кілометровому шарі атмосфери та у всіх широтних зонах, а не тільки у тропічній та субтропічній, як стверджують автори вищеперелічених робіт, мають місце суттєві широтні особливості розподілення по висоті їх амплітуд. Для зональної й меридіональної складових вертикальні профілі амплітуд піврічних періодичностей зображені на рис. 4.34.

Як впливає з рис. 4.34а, у тропічній зоні та середніх широтах має місце шар атмосфери, у котрому піврічні коливання зональної компоненти або повністю відсутні, або характеризуються незначною амплітудою.

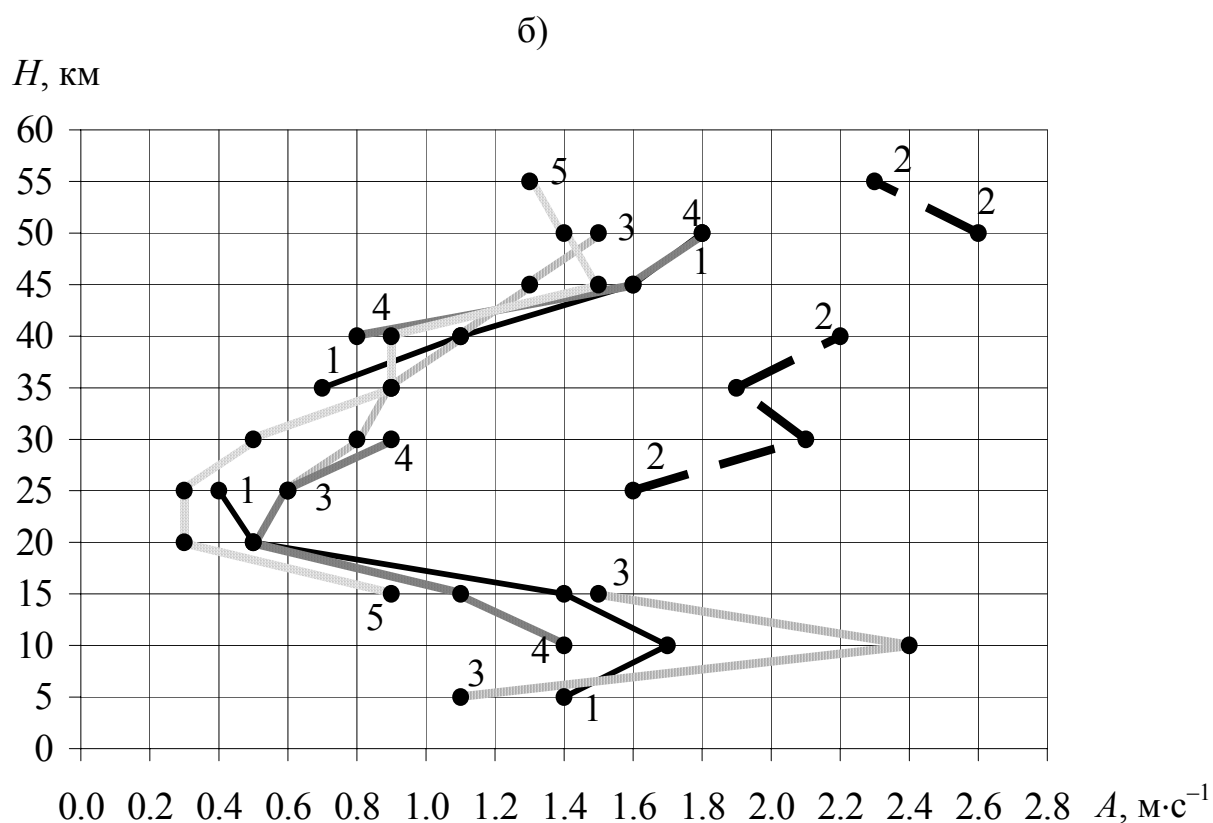
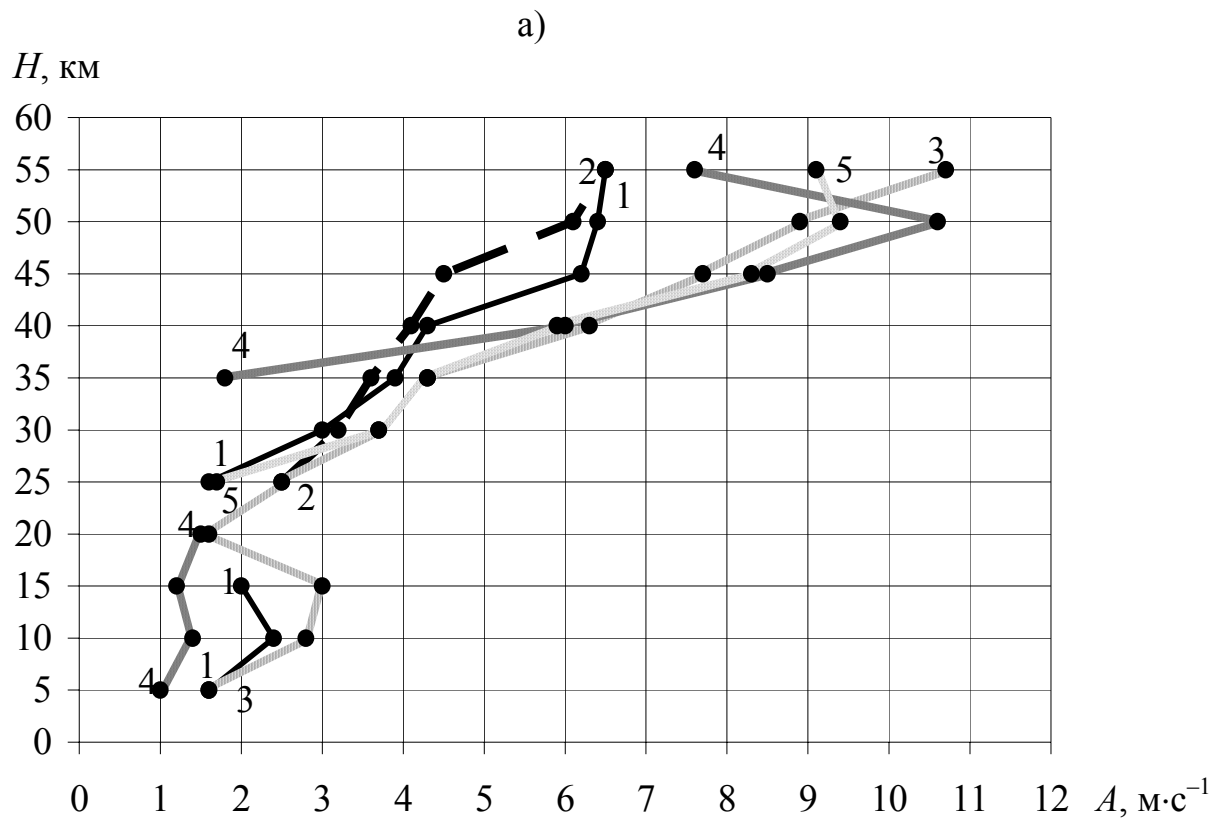


Рисунок 4.34 – Вертикальні профілі амплітуд піврічних коливань зональної (а) та меридіональної (б) складових швидкості вітру над о. Воллоп (1), ф. Черчилл (2), У. Сендз (3), ф. Шерман (4), м. Канаверал (5)

Наприклад, у приєкваторіальній зоні (ф. Шерман) такий шар простирається від 25 до 30 км, у субтропічній зоні (м. Канаверал) піврічні коливання проявляються в стратосфері, починаючи з висоти 25 км, у середніх широтах (о-ва Воллоп) шар з відсутністю піврічної періодичності має границі вище 15 і нижче 25 км.

Другою особливістю піврічного коливання є порівняно невеликі його амплітуди у тропосфері (1-3 м/с). У стратосфері, починаючи з висоти 20-25 км (цей шар прийнято називати *велопаузою*), у тропіках – з висоти 35 км амплітуда піврічного коливання швидко росте з висотою, приймаючи у верхній стратосфері значення 3-6 м/с у середніх і високих широтах, та 9-11 м/с – у низьких широтах.

Амплітуда піврічної періодичності меридіональної компоненти швидкості вітру (рис. 4.34 б) мало змінюється з висотою, причому у субтропічній зоні (У. Сендз і Канаверал) ця періодичність притаманна усій стратосфері. У більш високих широтах є шар атмосфери, в якому піврічна періодичність з ймовірністю 95% не виявляється. У середніх широтах це висота 30 км, у високих широтах – 45 км.

Таким чином, піврічна періодичність у північній півкулі виявляється в усіх широтних зонах як тропосфери, так і стратосфери. Важливою особливістю її вертикального розподілення є те, що у тропічних і середніх широтах має місце шар, де піврічні коливання або відсутні, або мають невелику амплітуду. У приєкваторіальній зоні він розташовується у межах 25-30 км, у середніх широтах – 15-25 км. Вище цього шару амплітуди піврічних коливань швидко зростають з висотою. При цьому амплітуди піврічної періодичності зональної складової у багато разів більші, ніж меридіональної.

#### **4.1.5.3 Річні коливання у складових швидкості вітру**

Колівання зональної та меридіональної складових швидкості вітру з періодом в один рік виразно виявляються на всіх висотах тропосфери і стратосфери північної півкулі (табл. 4.3-4.4). Особливо чітко вони реалізуються в зональній компоненті. Амплітуди річної періодичності зональної складової швидкості вітру змінюються у широких межах і залежить від висоти та широти. Лише у приєкваторіальній зоні амплітуда річної періодичності коливається в незначних межах (3-5 м/с). У тропосфері субтропічних та середніх широт амплітуда коливань росте до рівня тропопаузи, потім зменшується і досягає мінімуму на висотах 20-30 км. Вище – амплітуда річної періодичності зональної компоненти швидко зростає з висотою (рис. 4.35а). У цьому шарі стратосфери спостерігається збільшення амплітуди річної періодичності з широтою від екваторіальної зони, до широти, приблизно  $30^{\circ}$ , де, як відомо,



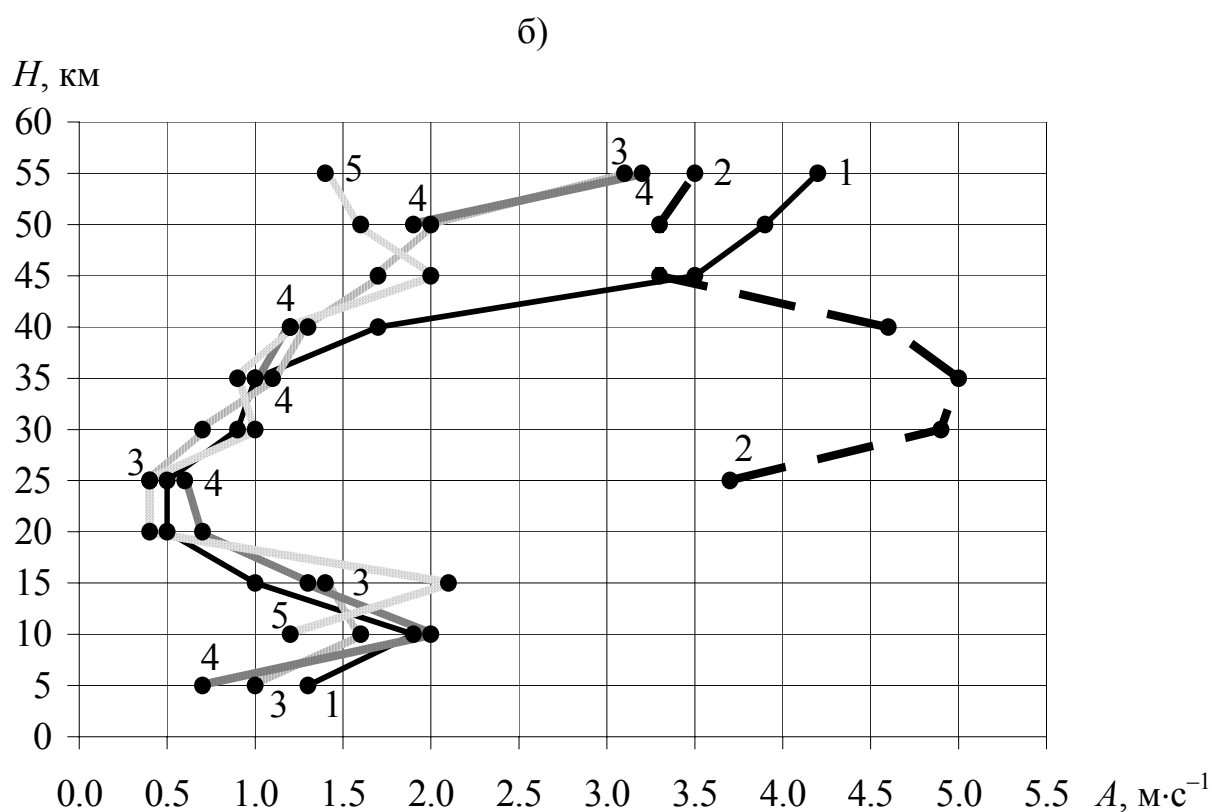
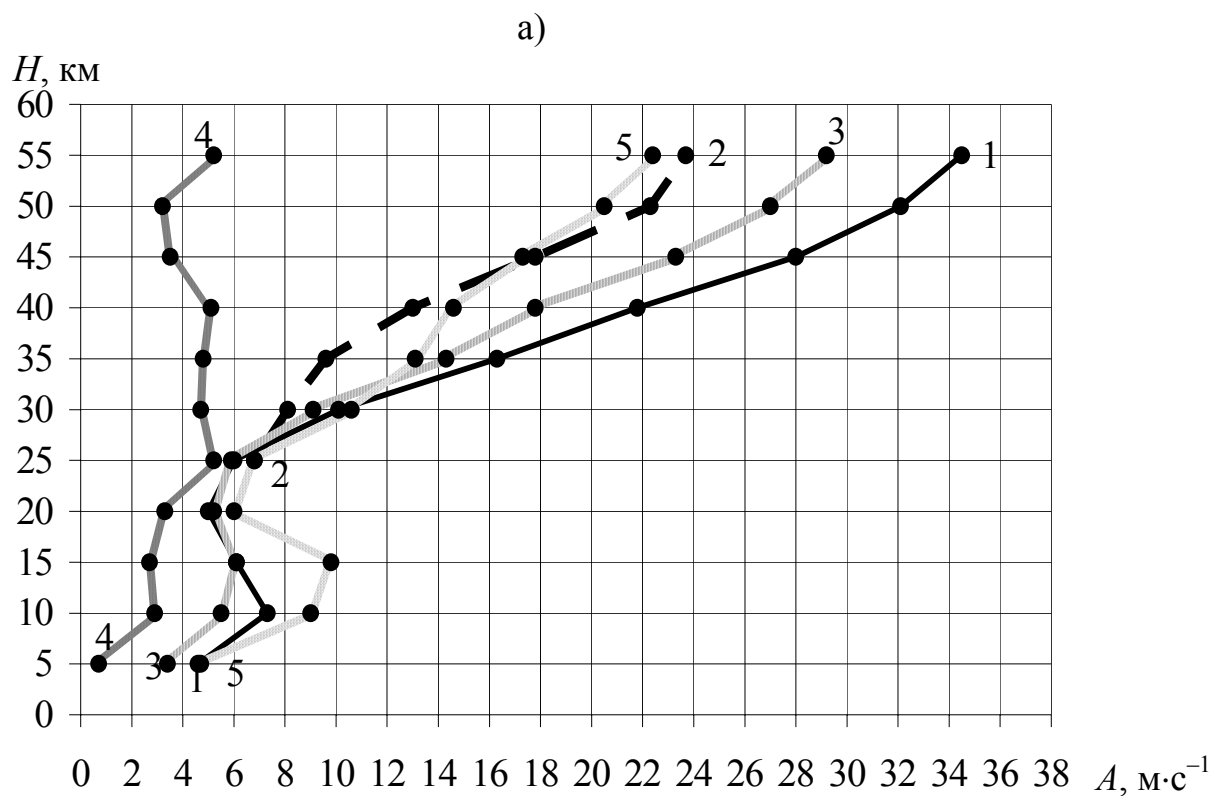


Рисунок 4.35 – Вертикальні профілі амплітуд річних коливань зональної (а) та меридіональної (б) складових швидкості вітру над о. Воллоп (1), ф. Черчилл (2), У. Сендз (3), ф. Шерман (4), м. Канаверал (5)

розташовується *вісь субтропічної струминної течії*, а потім-зменшується з широтою. Максимального значення вертикальний градієнт амплітуди досягає  $1,0 \frac{\text{м}}{\text{с} \cdot \text{км}}$ . У напрямку до північних широт (ф. Черчилл) та до тропічної зони (ф. Шерман) вертикальний градієнт амплітуди річного коливання зональної компоненти зменшується до  $0,5 \text{ м/с} \cdot \text{км}$ .

Таблиця 4.3 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) річних коливань зональної складової швидкості вітру

Висо- та, км	Пункт									
	ф. Шерман		м. Канаверал		Уайт Сендз		о-ва Воллоп		ф. Черчилл	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	11.7	5.2	11.9	22.4	12.4	29.2	11.9	34.5	11.9	23.7
50	11.7	3.2	11.9	20.5	12.4	27.0	11.9	32.1	11.9	22.3
45	11.7	3.5	11.9	18.3	12.4	23.3	11.9	28.0	11.9	17.8
40	11.7	5.1	11.9	14.6	12.4	17.8	11.9	21.8	11.9	13.0
35	11.7	4.8	11.9	13.1	12.4	14.3	11.9	16.3	11.9	9.6
30	11.7	4.7	11.9	10.6	12.4	9.1	11.9	10.1	11.9	8.1
25	11.7	5.2	11.9	6.8	12.4	5.9	11.9	6.0	11.9	6.8
20	11.7	3.3	11.9	6.0	12.4	5.2	11.9	5.0		
15	11.7	2.7	11.9	9.8	12.4	6.1	11.9	6.1		
10	11.7	2.9	11.9	9.0	12.4	5.5	11.9	7.3		
5	11.7	0.7	11.9	4.7	12.4	3.4	11.9	4.6		

Таблиця 4.4 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) квазірічних коливань меридіональної складової швидкості вітру

Висо- та, км	Пункт									
	ф. Шерман		м. Канаверал		Уайт Сендз		о-ва Воллоп		ф. Черчилл	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	11.7	3.2	11.9	1.4	12.4	3.1	11.9	4.2	11.9	3.5
50	10.0	1.9	11.9	1.6	14.6	2.0	11.9	3.9	11.9	3.3
45	-	-	11.9	2.0	12.4	1.7	11.9	3.5	11.9	3.3
40	11.7	1.2	11.9	1.2	8.6	1.3	11.9	1.7	11.9	4.6
35	18.0	1.0	11.9	0.9	8.6	1.1	11.9	1.0	11.9	5.0
30	-	-	11.9	1.0	12.4	0.7	11.9	0.9	11.9	4.9
25	11.7	0.6	11.9	0.4	9.6	0.4	10.6	0.5	11.9	3.7
20	11.7	0.7	11.9	0.4	-	-	12.0	0.5		
15	11.7	1.3	11.9	2.1	8.6	1.4	10.6	1.0		
10	11.7	2.0	11.9	1.2	9.6	1.6	10.6	1.9		
5	11.7	0.7	-	-	9.6	1.0	11.9	1.3		

Амплітуди квазірічного коливання меридіональної компоненти швидкості вітру значно менші амплітуд коливання зональної компоненти (рис. 4.35б). Але тенденція їх збільшення з висотою від нижнього рівня до верхньої межі тропосфери та зменшення до висот 20-30 км залишається.

Детальний аналіз згладжених часових рядів зональної та меридіональної складових швидкості вітру у цілому показав, що їх особливості у великій мірі залежать від висоти (рівня, що розглядається) та широти місця. Так, у приекваторіальному поясі річна періодичність у детермінованій складовій зональної компоненти на висоті 5 км повністю реалізується у східному потоці, що, очевидно, обумовлюється впливом пасатної циркуляції. Висота 15 км є перехідною між верхнетропосферною західною течією та східною стратосферною течією. Останнє спостерігається до верхньої межі стратосфери. У тропічній та субтропічній зонах річна періодичність у зональній складовій вітру до висоти 15 км реалізується повністю у зональному потоці. Починаючи з висоти 20-25 км річна періодичність охоплює і західну (у холодний період), і східну (у теплу пору) складові. Якщо у субтропічних широтах мінімуми досить глибоко «заходять» в область від'ємних значень, то з подальшим збільшенням широти річні коливання усе більше проникають у область додатних значень.

Річна періодичність у згладжених рядах меридіональної складової швидкості вітру у приекваторіальній зоні реалізується в основному у південному потоці. У середніх широтах до висоти 20-25 км переважає північна (від'ємні значення) у холодну та південна (додатні значення) у теплу пору року. Вище 25 км спостерігаються південні потоки.

У високих широтах річний хід детермінованої складової меридіональної компоненти швидкості вітру реалізується у від'ємній півплощині (висота 25 - 45 км); вище – максимуми починають набувати додатних значень.

Аналіз вертикальних профілів амплітуд піврічних (рис. 4.34) та річних (рис. 4.35) періодичних коливань зональної та меридіональної складових швидкості вітру показує, що шару атмосфери від 20 до 30 км притаманні такі особливості: у ньому амплітуда коливань швидкості вітру досягає мінімуму або такі коливання взагалі не ідентифікуються з заданою ймовірністю.

Розглядаючи теорію коливань земної атмосфери, Л.А. Дикий показує, що навіть для гравітаційних хвиль більша частина кінетичної енергії припадає на горизонтальну її складову. Доля потенціальної (термобаричної) енергії зростає лише у хвиль великих горизонтальних та малих вертикальних масштабів. Ті з довгоперіодних коливань мають фізичний сенс, енергія котрих сконцентрована у відносно нижчих шарах атмосфери, тобто в достатній мірі затухає з висотою до встановленої у

моделі верхньої межі, за яку приймається висота 200 км. Енергія таких коливань утримується температурним розшаруванням атмосфери.

Дикий Л.А. показує, що на висоті 30 км повинен спостерігатися максимум *термобаричної (доступної потенціальної) енергії* та мінімум кінетичної енергії. Висоті 50 км, навпаки, властивий максимум кінетичної енергії.

*Доступна потенціальна енергія (ДПЕ)* визначається як різниця між повною потенціальною енергією та енергією у стійкій гідростатичній рівновазі. В енергетичному циклі великомасштабних атмосферних процесів ДПЕ є та частка повної потенціальної енергії, яка може бути перетворена у кінетичну енергію.

Вертикальні профілі амплітуд великомасштабних річних та піврічних коливань складових швидкості вітру свідчать про те, що шар атмосфери від 20 до 30 км дійсно характеризується найменшою кінетичною енергією горизонтальних рухів атмосфери. Це експериментально підтверджує висновки Дикого Л.А. про наявність у цьому шарі стратосферного хвилеводу, в якому мають тенденцію концентруватися гравітаційні хвилі. Амплітуди коливань (розглянутих вище масштабів) різко зростають до висоти 50-55 км, що також підтверджує висновок Дикого Л.А. про наявність на цих висотах великих значень кінетичної енергії горизонтальних рухів повітря.

Енергетичний вклад річної періодичності у сумарну енергію всіх гармонік у діапазоні періодів, що досліджувалися, оцінювався по співвідношенню:

$$E_1 = \frac{A_1^2}{\sum_{i=1}^n A_i^2},$$

де  $E_1$  та  $A_1$  - відповідно частка енергії та амплітуда річного коливання;  
 $A_i$  - амплітуда  $i$ -тої гармоніки.

У тропосфері субтропічних та середніх широт на річне коливання у зональному потоці приходиться від 60 до 90% енергії. У стратосфері її частка складає 80-100%. Такий же ефект має місце і у стратосфері високих широт (табл. 4.5).

У приєкваторіальній зоні річне коливання в зональній складовій вносить переважаючий внесок (50-70%) лише у верхній тропосфері та у середній стратосфері (шар 30-35 км), де вертикальний градієнт амплітуди річного коливання дорівнює нулю, а амплітуди досягають найбільших для цієї зони значень.

Частка енергії річного коливання у меридіональному вітрі вносить відносно невеликий енергетичний внесок у тропосфері середніх широт та достатньо великий у тропосфері приєкваторіальної зони. Він також є

значним у нижній стратосфері високих (55-73%) та у верхній стратосфері середніх (53-66%) широт.

У цих шарах атмосфери спостерігаються відносно великі амплітуди річної періодичності меридіональної складової швидкості вітру. У більш південних районах енергія річних коливань меридіонального вітру невелика (~10-30%).

Таблиця 4.5 – Частка (%) енергії річного коливання зональної ( $u$ ) і меридіональної ( $v$ ) складових швидкості вітру

Висота, км	Пункт									
	ф. Шерман		м. Канаверал		У. Сендз		о-ва Воллоп		ф. Черчилл	
	$u$	$v$	$u$	$v$	$u$	$v$	$u$	$v$	$u$	$v$
55	27	38	79	14	85	30	97	66	86	29
50	7	24	78	17	87	17	96	62	85	24
45	13	-	78	24	86	22	93	53	83	30
40	42	22	84	20	85	16	94	33	78	45
35	72	18	90	16	89	22	95	24	65	55
30	59	-	93	37	82	12	92	23	70	68
25	36	11	94	19	81	8	93	18	77	73
20	32	24	100	18	91	-	100	15		
15	54	30	96	46	81	13	90	10		
10	68	49	90	14	67	9	84	14		
5	14	16	85	-	70	13	63	13		

Такі особливості розподілу енергії у меридіональному потоці по широтах у стратосфері обумовлені, на наш погляд, стратосферними потепліннями, особливо тими з них, які призводять до великих підвищень температури у стратосфері та супроводжуються значною меридіональною перебудовою поля геопотенціалу в областях, розташованих вище 40° пн. ш., а відповідно і поля вітру.

Таким чином, річна періодичність у часових рядах зональної та меридіональної складових швидкості вітру виразно проявляється на всіх висотах тропосфери та стратосфери. Як і в амплітудах піврічного коливання, має місце мінімум амплітуд річної хвилі у шарі атмосфери 20-30 км, а вище - амплітуда коливання також швидко зростає з висотою та широтою (до 30° пн. ш.), а потім спостерігається її зменшення. Амплітуди річних коливань меридіональної складової значно менші за амплітуди зональної, однак, у тому й іншому випадку мінімуми амплітуд у шарі 20-30 км є добре виявленими.

#### 4.1.5.4 Особливості квазідворічних періодичностей в атмосфері Землі

Відомості про те, що в нижній стратосфері екваторіальних широт відбуваються коливання швидкості вітру з періодом, близьким до двох років, були здобуті після Міжнародного Геофізичного року, коли з'явилась можливість проаналізувати дані про стан стратосфери на великому числі аерологічних станцій за декілька років. До коливань, що не носять сезонного характеру слід віднести і «26-місячне коливання» стратосферних вітрів, виявлене одночасно та незалежно Верьярдом і Ебдоном (1961) та Рідом з співавторами. Це коливання середніх місячних повітряних течій має змінний період та проявляється у вигляді зміни зонального східного переносу західним і, навпаки. Біля екватора на поверхні 100 гПа його амплітуда складає 2 м/с, у шарі від 40 до 10 гПа вона зростає до 20 м/с, а на поверхні 10 гПа – падає до 3-5 м/с на широті 25°. Перехід від східного переносу до західного (і, навпаки) починається з високих рівнів та поступово розповсюджується униз, причому для розповсюдження обернення вітру від 10 гПа (31 км) до 60 гПа (17 км) витрачається майже рік. Це коливання охоплює екваторіальний пояс уздовж усієї земної кулі. Коливання з таким періодом назвали квазідворічною осциляцією.

Є ряд гіпотез відносно причин формування таких коливань швидкості вітру. Уоллас та Холтон пояснюють ці осциляції переносом кількості руху до середнього руху *гравітаційними хвилями* та *хвилями Кельвіна*, що переміщуються вертикально та поглинаються потім на деякому критичному рівні. У роботах Ліндзена і Холтона на основі одномірної гідродинамічної моделі, яка схематично описує висотно-часові варіації осередненої по широті зональної течії у стратосфері поблизу екватора, здобуто, що радіаційне подавлення *хвиль Кельвіна* та *змішаних Россбі-гравітаційних хвиль* може забезпечувати відповідно західне та східне прискорення середнього зонального вітру при квазідворічних коливаннях.

Циркуляційним аспектам квазідворічної періодичності вітру в екваторіальній стратосфері присвячені роботи Гінзбурга Е.І., Степанова Б.Є., Жигалової Р.А., Федосєєва А.Ф., Чернеги Г.А., Кідіярової В.Г., Щерба І.А., Погосяна Х.П., Павловської А.А., Бернстона А.Г., Дикого Л.А. та багатьох інших. Також у роботах є спроба обґрунтувати зв'язок квазідворічної періодичності вітру в екваторіальній стратосфері з дворічними коливаннями температури води Північної Атлантики, з процесами блокування у північній півкулі, з впливом сонячної активності, а також реалізацією енергії обертання Землі навколо осі та нелінійністю взаємодій у системі земля – атмосфера. Є також представлення про зв'язок квазідворічної періодичності з відповідними коливаннями загального вмісту озону, а також з явищем Ель-Ниньо.

В табл. 4.6 представлені періоди та амплітуди квазідворічних коливань складових швидкості вітру, що виявлені з ймовірністю 95% за допомогою Фур'є аналізу.

Як впливає з табл. 4.6, в екваторіальній зоні квазідворічна періодичність у шарі атмосфери 10-30 км і на висоті 50 км безпосередньо виявляється шляхом фільтрації вихідних часових рядів за допомогою перетворення Фур'є. Однак їх ковзне осереднення по основному (річному періоду) показало, що й на інших рівнях атмосфери у зональній компоненті вона ідентифікується чергуванням з періодом 2 роки зростання та зменшення значень амплітуд. Виявлено також, що квазідворічна періодичність, яка чітко зафіксована у детермінованій основі, має згладжений ряд у від'ємній півплощині. Причиною цього є нестійкість західної фази коливань: західні вітри, по-перше, чергуються у цей період східними, а, по-друге, вони мають меншу швидкість.

У роботі Погосяна Х.П., Павловської А.А (1977) наводиться припущення, що квазідворічна періодичність вітру повинна бути поза екваторіальною зоною, однак яких-небудь переконливих доказів цього не наводиться. У роботах Школьного Є.П., Худяк О.М. (1989), Гончарової Л.Д. (1995) показано, що квазідворічна періодичність притаманна зональній та меридіональній компонентам швидкості вітру не тільки екваторіальних, але й субтропічних, середніх та високих широт.

Таблиця 4.6 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) квазідворічних коливань складової швидкості вітру

Висота, км	Пункт									
	ф. Шерман		м. Канаверал		У. Сендз		о-ва Воллоп		ф. Черчилл	
	Складова швидкості вітру									
	зональна		меридіональна							
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	-		-		-		-		34.0	1.9
50	39.3	3.9	19.6	1.3	-		-		-	
45	-		24.8	1.2	-		-		19.6	1.7
40	-		-		-		-		19.6	1.7
35	-		24.7	0.7	-		-		19.6	1.7
30	24.7	7.4	-		30,9	0,7	24.8	0.6	-	
25	24.7	6.9	-		22,6	0,5	-		-	
20	24.7	4.6	-		-		-		-	
15	24.7	1.4	-		30,9	1,4	-		-	
10	39.3	1.4	-		-		-		-	
5	-		-		-		24.8	1.3	-	

Дослідження, що проведені на статистично вірогідній інформації дають право також стверджувати, що є тенденція розвитку квазідворічних коливань знизу уверх у субтропічній зоні (Канаверал, У. Сендз) та зверху вниз – у більш високих широтах (о-ва Воллоп, ф. Черчилл).

#### **4.1.5.5 Середньоперіодні та короткоперіодні коливання елементів загальної циркуляції атмосфери**

Середньоперіодні (з періодом від одного до чотирьох місяців), а також короткоперіодні (період яких менше одного місяця) називають *внутрішньосезонними коливаннями* гідрометеорологічних величин та атмосферних процесів.

Середньоперіодні коливання швидкості вітру притаманні значним шарам атмосфери, мають досить стійкий період та значну амплітуду. По середніх значеннях амплітуд і періодів можна оцінити інтенсивність та частоту коливань складових швидкості вітру над окремим пунктом. Це є у визначеному смислі статистичним прогнозом, який може використовуватися у теорії та практиці довготермінових прогнозів погоди як доповнення до інших прийомів прогнозування. Саме в інтересах дослідження цих особливостей циркуляції атмосфери та отримання прогностичних рекомендацій за останнє десятиліття було проведено велике коло досліджень внутрішньосезонних коливань в атмосфері Землі.

Особливо великий інтерес до середньоперіодних коливань швидкості вітру було проявлено після виявлення у 1971 році Мадденом та Джуліаном циркуляційних осередків з 40-50-ти добовою циклічністю у верхній тропосфері, що рухаються у східному напрямку уздовж екватора, і з якими пов'язані зони конвективної діяльності. Пізніше Добришман Є.М., Криволицький О.О., Ложкова О.А., Hartmann D.L., Michelsen M.L., Lau K.M., Murakami M., Rasmusson E.M., Weickmann K.M., Khalsa S.J. та інші показали, що у верхній тропосфері тропічних широт мають місце коливання з періодом 30-60 діб зонального вітру, дивергенції, інтенсивності тропічної конвекції, знайденої по полю радіації. Аналогічні коливання геопотенціалу та температури також виявлені в екваторіальному районі нижньої тропосфери. Підтверджується тісний зв'язок їх з коливаннями зонального вітру.

Знайдені тропічні та позатропічні взаємодії, пов'язані з 30-60-ти добовими коливаннями у відхиленнях функції току від середньоширотних значень на поверхнях 850 та 150 гПа.

Graves С.Е. показав, що коливання геопотенціальних висот з періодом 30-60 діб у південній півкулі проявляють характеристики квазістаціонарних хвиль, що розташовані у шарах від 850 до 100 гПа та пересуваються на схід по еліптичній траєкторії, яка починається у низьких



широтах південної півкулі над Індійським океаном та закінчується біля  $70^{\circ}$  з.д. поблизу Антарктиди.

Наявність хвильових коливань швидкості зонального вітру з періодами 23-60 діб була встановлена у процесі Екваторіального Хвильового експерименту, що проводився в Індії шляхом запуску узимку 1986 року 45-ти метеорологічних ракет. Це дозволило мати регулярні відомості про вертикальний профіль вітру у шарі від одного до 60 км. Також були виявлені дві зони посиленої хвильової активності, одна з яких знаходиться у тропосфері, а інша – у стратосфері на висоті 46 км.

Результати чисельних експериментів за допомогою гідродинамічних моделей дають змогу для детального вивчення особливостей 30-60-ти добових коливань швидкості вітру. Наприклад, на спектральній моделі циркуляції Національного Центру атмосферних досліджень США показано, що характер періодичних коливань швидкості вітру залежить від вертикальної локалізації джерела тепла. Якщо теплове джерело знаходиться біля ізобаричної поверхні 300 гПа, то в моделі виникали 26-добові коливання, тоді як джерело тепла, що знаходилося на рівні 750 гПа, генерує коливання з періодом 52 доби. Якщо джерело тепла розташовується між поверхнями 500 та 300 гПа, то слід очікувати коливання з періодом у 30 діб.

За допомогою дворівневої моделі Індійського Метеорологічного Центру, з включенням простої параметризації хмарової конвекції, встановлено розповсюдження на північ 30-50-ти добових коливань інтенсивності мусонної циркуляції в області індійського мусону, яке контролюється в основному зональним профілем вітру та нагрівом.

Експериментальні дослідження, що перелічені вище, а також ті, що отримані авторами, є чітким підтвердженням існування середньоперіодичних коливань як швидкості вітру, так й інших характеристик атмосфери.

В табл. 4.7-4.9 наводяться результати статистичного аналізу часових рядів складових швидкості вітру над окремими пунктами, які розташовані в різних географічних зонах. Це підтверджує існування внутрішньосезонних коливань компонент швидкості вітру як у тропосфері, так і у стратосфері північної півкулі тропічних, помірних та високих широт.

Це одно-двомісячні періодичності, які прийнято називати коливаннями Маддена-Джуліана, що мають регулярний характер особливо для меридіональної компоненти. У зональній компоненті ці коливання виявлені в основному у тропосфері. Що стосується стратосфери, то зональна складова швидкості вітру має 3 – 4-ох місячні коливання, особливо характерні для середніх ( $30-35^{\circ}$  пн.ш.) та високих ( $55-60^{\circ}$  півн.ш.) широт.

Таблиця 4.7 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) середньоперіодних коливань зональної складової швидкості вітру

Висота, км	Пункт													
	ф. Шерман		ф. Черчилл				м. Канаверал				Уайт Сендз			
	1		1		2		1		2		1		2	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
1	2		3		4		5		6		7		8	
55	4.5	4.1	4.2	5.0	3.6	5.0	4.1	5.1	3.0	5.0	4.0	6.0		
50	-		4.2	5.5	3.2	4.4	4.1	5.4			4.0	5.6		
45	2.5	2.9	4.4	5.4	3.2	4.0	4.1	3.6	3.0	3.7	4.0	5.5		
40	-		4.4	4.2	3.2	3.7	3.0	3.1			4.0	4.1		
35	1.0	1.7	4.4	4.3	3.3	3.6	-				5.0	2.9		
					2.2	2.4								
30	-		4.4	3.1	3.2	2.8	-				4.2	2.2		
25	-		4.4	2.0	3.2	1.9	-				4.2	1.4		
20	-						-				-			
15	1.1	1.2					-				-			
10	-						-				2.1	2.0		
5	3.6	0.7							3.2	1.1	2.0	1.1	1.0	1.1
	2.0	0.6												
	1.0	0.8												

Таблиця 4.8 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) середньоперіодних коливань меридіональної складової швидкості вітру

Висота, км	Пункт															
	ф. Шерман					м. Канаверал										
	1		2		3		4		1		2		3		4	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	3.4	1.9	2.0	1.9					4.0	1.4	3.6	1.2	2.1	1.7	2.7	1.5
50	2.3	1.7							4.0	1.6	3.0	1.2	2.4	1.2	1.1	1.5
45	4.0	1.7	1.5	1.5					3.9	1.5	3.6	1.4	2.2	1.1	1.1	1.5
40	4.0	1.0	3.1	0.9	2.4	1.0	1.1	1.0	4.0	1.0	3.7	0.9	2.2	1.0	1.1	1.2
35	4.8	0.8	3.6	0.9	2.0	1.0	1.0	0.9	4.0	0.9	3.3	0.9	1.7	0.7	1.0	0.7
30	4.5	0.8	2.6	0.9	1.0	1.1			4.7	0.6	4.0	0.6	3.0	0.6	1.3	0.6
25	2.9	0.7	2.2	0.8	1.3	0.8			3.9	0.3	2.6	0.3	1.8	0.3	1.1	0.4
20	4.9	0.6	4.0	0.5	1.9	0.5	1.2	0.5	4.0	0.4	2.6	0.3	1.6	0.3	1.4	0.4
15	3.1	0.7	1.8	0.9	1.1	0.8			2.4	1.1	2.2	1.1	1.6	1.1	1.1	1.1
10	1.8	1.1							3.2	1.2	2.2	1.5	1.6	1.4	1.1	1.6
5	4.9	0.6	2.6	0.7	2.2	0.6	1.3	0.8	2.8	0.7	2.3	0.8	1.7	0.9	1.1	1.0

Продовження таблиці 4.8

Висо- та, км	Пункт															
	Уайт Сендз				острова Воллоп											
	1		2		3		4									
	Т	А	Т	А	Т	А	Т	А								
55	4.2	1.9	3.2	2.2	2.4	1.9	1.2	2.1	3.7	1.6	2.3	1.5	1.2	1.5		
50	4.0	2.8	3.4	1.8	2.1	1.5	1.2	1.9	4.2	1.4	1.5	1.4				
45	4.2	1.3	1.9	1.3	1.7	1.6	1.2	1.9	4.9	1.6	3.2	1.4	1.9	1.4	1.0	1.3
40	2.9	1.2	1.6	1.3					3.6	1.0	1.9	1.0	1.4	1.4		
35	3.5	1.0	2.1	0.8	1.2	0.9			4.2	0.9	3.0	0.7	2.0	0.9	1.4	0.8
30	2.9	0.8	1.8	0.6	1.2	0.7			4.4	0.7	2.5	0.6	2.0	0.7	1.1	0.8
25	2.6	0.6	1.4	0.6	1.1	0.5			4.4	0.5	3.0	0.4	2.0	0.5	1.0	0.6
20	4.0	0.6	2.8	0.6	2.0	0.7	1.3	0.5	4.7	0.5	2.0	0.4				
15	4.7	1.7	3.4	1.3	2.4	1.3			3.7	1.1	1.5	1.1				
10	4.0	1.7	2.9	1.7	2.4	1.6			4.2	1.7	3.7	1.9	2.1	1.7	1.0	2.0
5	4.2	0.9	3.4	0.9	2.4	1.2	2.0	1.0	3.9	1.1	2.4	1.2	2.1	1.1	1.2	1.3

Закінчення таблиці 4.8

Висо- та, км	Пункт							
	ф. Черчилл							
	1		2		3		4	
	Т	А	Т	А	Т	А	Т	А
55	4.2	2.3	3.0	3.0	1.9	1.9	1.2	2.0
50	4.0	2.4	3.0	2.3	1.9	1.8	1.2	2.3
45	4.2	2.7	3.1	2.5	2.5	2.3	1.9	2.3
40	4.2	2.7	3.1	2.5	1.9	2.2		
35	4.2	2.1	3.1	2.2	1.9	1.6	1.2	1.6
30	4.2	1.7	3.1	1.5	1.2	1.4		
25	4.2	1.1	1.3	1.1				

Коливання з періодом 3-4 місяці проявляються практично на всіх рівнях стратосфери та тропосфери у меридіональній складовій швидкості вітру, яка має більш широкий спектр коливань, ніж зональна.

Аналіз спектральних щільностей складових швидкості вітру показав, що для зональної та меридіональної компонент вони мають суттєві різниці. Також є різниці в залежності від широти. Так, у верхній тропосфері та нижній стратосфері (15 км) енергія флуктуацій в приекваторіальній зоні (10<sup>0</sup> пн.ш.) більш ніж у 5 разів перебільшує енергію коливань у середніх широтах. Аналогічні різниці між енергетичними спектрами зональної складової для цих широт мають місце також і у верхній стратосфері.

Таблиця 4.9 – Величини періодів ( $T$ , міс.) та амплітуд ( $A$ ,  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) короткоперіодних коливань меридіональної складової швидкості вітру

Ви- сота, км	Пункт															
	ф. Шерман				м. Канаверал				Уайт Сендз				о-ва Воллоп			
	1		2		1		2		1		2		1		2	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
55	3.4	2.3	2.7	2.2	3.7	1.6	2.7	1.4	2.4	2.5			2.8	1.4		
50	3.4	1.4	2.3	1.8	3.6	1.3	2.3	1.1	3.2	1.5			2.0	1.5		
45	2.3	1.6			3.3	1.2	2.5	1.1	3.1	1.6	2.0	1.3	3.3	1.3		
40	2.7	1.0			2.6	1.0	2.1	0.9	3.6	1.3	2.6	1.4	2.6	0.9		
35	2.1	1.1			3.5	0.9	2.2	0.7	3.1	1.1	2.2	1.0	3.5	0.8	2.7	0.8
30	2.4	0.9			2.1	0.6			2.4	0.8			2.6	0.6		
25	3.1	0.8			2.1	0.4			2.1	0.5			3.3	0.5		
20	3.0	0.4			2.3	0.4			3.4	0.5	2.4	0.7	3.4	0.7	2.4	0.5
15	3.1	0.9			2.4	1.0			3.2	1.3	2.2	1.2	3.3	1.5	2.4	1.5
10	3.2	1.0			2.4	1.6			3.6	2.0	2.2	1.9	3.5	2.4	2.4	2.1
5	3.4	0.6	2.1	0.5	2.0	0.9			3.3	1.0	2.3	0.9	3.3	1.6	2.3	1.3

Енергетичні спектри меридіональної компоненти швидкості вітру у приекваторіальних та середніх широтах є вузько смуговими, з різко виявленими сплесками спектральних щільностей.

Короткоперіодні коливання, з періодом коливань менше, ніж один місяць, були виявлені за допомогою статистичних методів дослідження часових рядів складових швидкості вітру над районами північної півкулі.

До них слід віднести вперше виявлені Уоллесом та Куоскі у нижній стратосфері тропічних широт *хвилі Кельвіна* та *Россбі - гравітаційні хвилі*. Перші з них мають період більший за 2 тижні, інші – менше 10 діб.

Слід підкреслити, що короткоперіодні коливання у зональній компоненті практично не проявляються, а часовими масштабами цих коливань для меридіональної складової, які є переважаючими, - масштаби 2-3 тижні. Рідко вони мають масштаби 4 тижні.

Результати статистичних досліджень ще раз показують, що у північній півкулі шар атмосфери 20-30 км характеризується мінімумом кінетичної енергії великомасштабних рухів у системі загальної циркуляції атмосфери. Це виражається мінімальними значеннями амплітуд річних та піврічних коливань швидкості вітру. Аналогічною властивістю цей шар атмосфери володіє й для короткоперіодних коливань, які мають часові масштаби, що вимірюються масштабами хвиль Кельвіна.

Аналіз вертикальних профілів амплітуд хвиль Кельвіна дав змогу зробити ряд висновків. Перш за все той, що їх максимальні значення

приходяться на висоту 10 км, тобто розташовані нижче *осі субтропічної струминної течії* (в області найбільших вертикальних зсувів швидкості вітру). По-друге, вище 10 км амплітуди хвиль Кельвіна різко зменшуються, оскільки їх енергія частково переходить в енергію середнього руху в області осі струминної течії, а також тому, що шари холодного повітря, які розташовані у верхній тропосфері та нижній стратосфері, являються енергетичним бар'єром для довгих хвиль. Теплові бар'єри все ж таки не можуть бути абсолютною перешкодою для проникнення енергії у більш високі шари атмосфери, але значно послабляють цей процес.

Таким чином, шар 20-30 км характеризується мінімумом кінетичної енергії. Це означає, що даному шару атмосфери притаманна найбільша в порівнянні з іншими шарами мінливість швидкості вітру. Саме в ньому спостерігається максимум термобаричної енергії, що є сприятливою умовою для утворення тут атмосферного хвильоводу. Вище 30 км амплітуди хвиль Кельвіна різко зростають, як і амплітуди річних та піврічних коливань.

#### **4.1.6 Особливості міжширотних зв'язків між періодичними компонентами елементів загальної циркуляції атмосфери**

У пункті 4.1.5 розглядалися великомасштабні періодичні коливання складових швидкості вітру, що були отримані шляхом використання математичних фільтрів до випадкових часових послідовностей зональної та меридіональної компонент у шарі атмосфери від 5 до 55 км.

Також, за допомогою природних ортогональних компонент, було проведено дослідження міжширотних зв'язків між однойменними періодичними коливаннями в шарах тропосферної (5-25 км) та стратосферної (25-55 км) циркуляції. Взаємний спектральний аналіз головних компонент складових швидкості вітру у цих шарах атмосфери екваторіальних та помірних широт північної півкулі дав змогу зробити такі висновки.

У шарі 5-25 км тісний кореляційний зв'язок ( $\gamma_{xy}(\omega_i) \geq \gamma_0 = 0,8$ ) спостерігається між квазірічними періодичностями зональної складової швидкості вітру. При цьому у середніх широтах це коливання спостерігається на 3 місяці пізніше, ніж у тропічній зоні.

Крім річної, тісний міжширотний кореляційний зв'язок має місце між коливаннями з періодом 1,5 (коливання Маддена - Джуліана) та 0,7 місяця. При цьому перші з них проявляються спочатку у помірних широтах, а потім через один місяць у тропічній зоні, другі – з випередженням один-півтора тижні з'являються у тропічних широтах.

У шарі стратосферної циркуляції тісний кореляційний зв'язок спостерігається між двома великомасштабними періодичностями у зональній складовій. Перша з них – квазірічна, спочатку спостерігається (як і в шарі тропосферної циркуляції) у тропічних широтах раніше на 3 місяці. Друга – квазіпіврічна, також спостерігається в тропічних широтах на 2 тижні раніше, ніж у помірній зоні.

Крім перелічених періодичних коливань першої головної компоненти зонального вітру у шарі 25-55 км, спостерігається тісний кореляційний зв'язок між хвилями Кельвіна у тропічній зоні та у середніх широтах, причому вони, на відміну від нижчерозташованого шару, спочатку спостерігаються у помірних широтах (приблизно на 2 тижні раніше).

Меридіональна складова швидкості вітру має інший характер відносно взаємозв'язків. Тісний кореляційний зв'язок у тропо - стратосфері тропічної та помірної зон має місце тільки між хвилями Маддена – Джуліана (одно-двомісячні періодичності) та хвилями Кельвіна – Гельмгольца (період менше місяця). Перші з них у обох шарах спостерігаються спочатку у тропічних, а потім - у помірних широтах.

Хвилі Кельвіна-Гельмгольца у шарі 5-25 км спочатку спостерігаються в помірній зоні, а потім - у тропічних широтах.

Особливості взаємозв'язків, що встановлені між довгоперіодними коливаннями першої головної компоненти зональної складової швидкості вітру у шарах тропосферної та стратосферної циркуляції, яка, як відомо, вичерпує основну частину середньої у шарі енергії зонального вітру, знаходять просту фізичну інтерпретацію, якщо звернутися до часового ходу добової інсоляції у різних широтних зонах.

Тому основні повітряні течії загальної циркуляції атмосфери являються механізмом міжширотного обміну теплом та вологою, що у великій мірі визначає формування клімату окремих регіонів та планети у цілому.

І таким чином, однією з основних задач метеорології є вивчення особливостей загальної циркуляції атмосфери, як одного з найважливіших чинників формування глобального клімату.

## **4.2 Циркуляція атмосфери у тропічній зоні**

### **4.2.1 Особливості поля тиску**

Атмосферні процеси у позатропічній зоні носять неперіодичний характер. Вони визначаються інтенсивною циклонічною діяльністю, обумовленою складними взаємозв'язками між ланками кліматичної системи. У низьких широтах циклонічна діяльність послаблена, а основні циркуляційні механізми генеруються різницею температур, що постійно

підтримується між районами субтропіків та екваторіальними районами. У зв'язку з цим сезонні особливості проявляються тут не так виразно, як у позатропічних широтах.

Циркуляція атмосфери у тропічній зоні на схемах загальної циркуляції атмосфери, шляхом яких раніше намагалися пояснити основні течії повітря, зображалася у вигляді замкнутого великомасштабного *осередка Хедлі* (рис. 4.36). Згідно з цією моделлю повітря із екваторіальної зони на висотах переміщується до тропіків. Біля поверхні землі спостерігається компенсаційна течія, що має напрямок до екватора. Під впливом сили Коріоліса потоки повітря відхиляються від чисто меридіонального напрямку й придбавають північно-східний напрямок у північній півкулі й південно-східний – у південній. Вони називаються *пасатами*. Збігання пасатів північної та південної півкуль у екватора повинно стимулювати висхідні рухи з послідовним розтіканням повітря на північ і південь від екватора. Ці течії отримали назву *антипасатів*. У субтропіках в результаті накопичення повітря через збігання повітряних течій на висотах повинні виникати низхідні потоки. Останні розглядалися як причина утворення субтропічних областей високого тиску. З розглянутої точки зору, субтропічні антициклони є наслідком пасатної циркуляції.

Фактичні дані, однак, суттєво розходяться з цією циркуляційною моделлю. Перш за все, області підвищеного тиску у субтропіках мають вигляд не суцільного поясу, як випливає з пасатної теорії, а складається з ряду ізольованих антициклонів. Положення центрів антициклонів безперервно змінюється у залежності від пори року. Більш того, улітку над перегрітими субтропічними зонами Північно - Американського й Євроазіатського материків утворюються не антициклони, а просторі області зниженого тиску з висхідними вертикальними рухами. Результати радіозондування атмосфери у тропічній зоні показали, що північно-східні потоки, які спостерігалися біля земної поверхні, не переходять у антипасати, а, залишаючись східними, з висотою ще більш посилюються й виявляються на рівні ізобаричних поверхонь 300, 200 і навіть 100 гПа. Звідси випливає висновок, що не пасатна циркуляція є причиною формування антициклонів у субтропіках, а навпаки, вона є їх наслідком. Східний перенос у екваторіальній зоні зниженого тиску обумовлюється тим, що для поверхні землі й на висотах градієнти тиску мають напрямок від тропіків до осі приекваторіального поясу зниженого тиску, котрий називають *екваторіальною улоговиною*.

Вісь екваторіальної улоговини не розташовується строго по географічному екватору. Вона постійно змінює своє положення, яке залежить від схилення Сонця й довготи місця. Залежність від довготи відбиває нерівномірність розподілення материків та океанів на поверхні Землі. У середньому за рік вісь екваторіальної улоговини знаходиться на

5° пн.ш. Отже, особливості поля тиску у тропіках північної та південної півкуль розділяються не географічним екватором, а зазначеним широтним колом, котрий називається *метеорологічним екватором*. Звідси виходить, що метеорологічна північна півкуля менша ніж південна.

Якщо розглянути середнє широтне положення осі екваторіальної улоговини у січні й липні, то у січні вона розташовується біля 5° пд.ш., а у липні – біля 15° пн.ш. На рис. 4.37 показана залежність середнього положення осі екваторіальної улоговини від географічної довготи. З нього випливає, що у січні в зоні, де чинять великий охолоджуючий вплив Азія й Північна Африка, вісь екваторіальної улоговини розташовується у південній півкулі, досягаючи 15–17° пд.ш. Навпаки, над більшою частиною Тихого й над Атлантичним океанами, тобто над відносно теплою підстильною поверхнею, вісь екваторіальної улоговини розташовується у січні біля 8° пн.ш. (район Тихого океану).

У липні середнє положення екваторіальної улоговини змінюється від 2 до 27° пн.ш. Найбільш високих широт вона досягає над Азією. Від року до року положення екваторіальної улоговини коливається відносно зазначеного середнього положення. Однак у бік південної півкулі вона переміщується менше, ніж у бік північної півкулі. Причиною цього є, мабуть, більш стала зональна циркуляція у середніх широтах південної півкулі, яка обмежує переміщення на південь екваторіальної улоговини.

Як зазначалося вище, річний хід екваторіальної улоговини пов'язаний зі схиленням Сонця. Але між ними спостерігається зсув за фазою, що дорівнює двом місяцям, тобто надходження максимуму й мінімуму у положенні екваторіальної улоговини відстає від відповідних екстремумів схилення Сонця (рис. 4.38). Це пояснюється тим, що найбільш високі температури повітря спостерігаються після літнього сонцестояння. Зазначені особливості міграції екваторіальної улоговини, яка є границею між метеорологічними півсферами, показують, що розміри останніх змінюються у залежності від положення Землі на орбіті.

Оскільки на північ і південь від екваторіальної улоговини атмосферний тиск збільшується, на її осі повинна відбуватися конвергенція повітря північної та південної півкуль. У дійсності конвергенція в області екваторіальної улоговини проявляється не всюди. Ті частини улоговини, де конвергенція потоків спостерігається виразно, називаються *внутрішньотропічними зонами конвергенції (ВЗК)*. Ці зони безперервно виникають і руйнуються. При цьому поле збігання потоків і поле висхідних рухів, обумовлених конвергенцією, в області ВЗК не симетричні відносно осі екваторіальної улоговини. Тому такими ж несиметричними є й зони розташування хмарності та опадів, що спричиняються висхідними рухами повітря за рахунок конвергенції потоків.



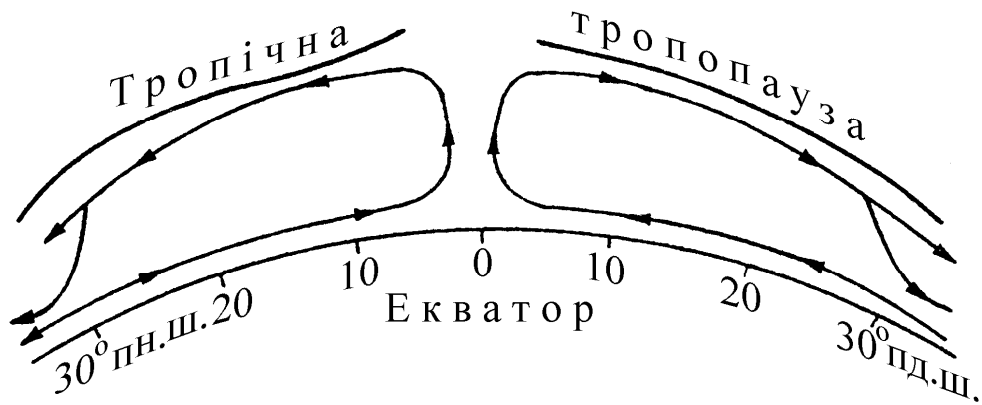


Рисунок 4.36 – Осередок Хедлі

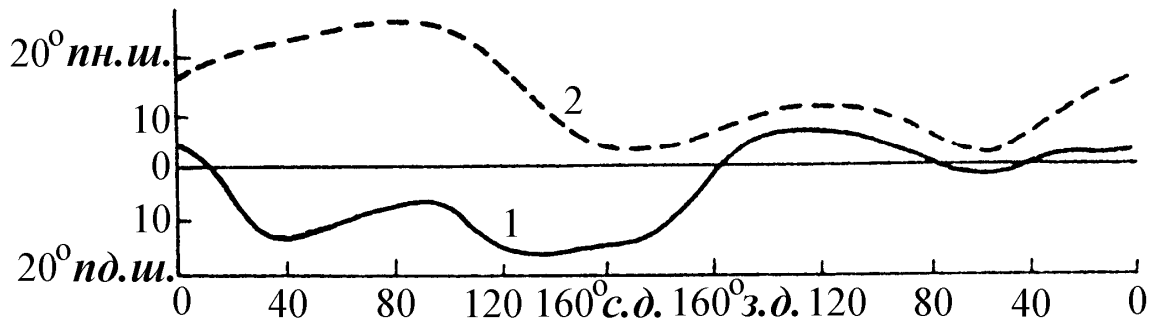


Рисунок 4.37 – Середнє положення осі екваторіальної улоговини у січні (1) та липні (2). За Рилем

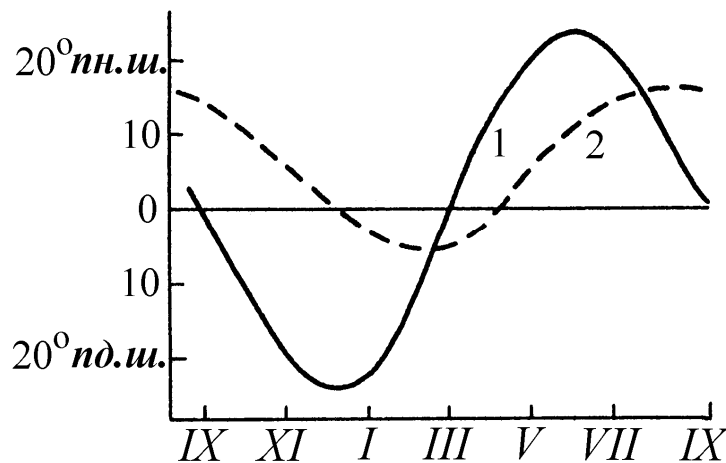


Рисунок 4.38 – Річний хід схилення Сонця (1) та положення екваторіальної улоговини (2)

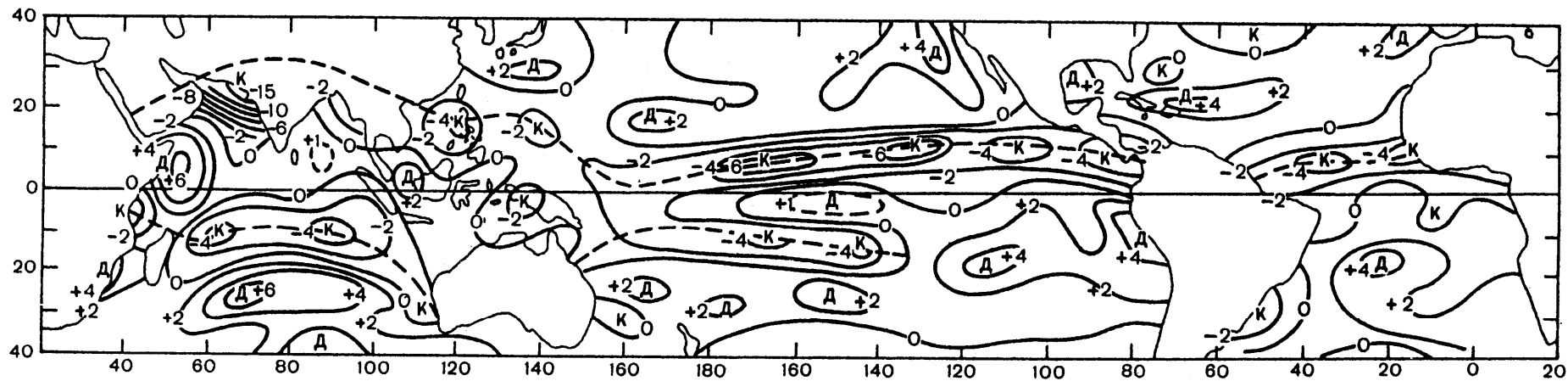
Як показують спостереження, в області екваторіальної улоговини іноді утворюється декілька зон конвергенції, найчастіше дві. Існують різні пояснення причин роздвоювання ВЗК. Деякі дослідники основною причиною вважають термічний фактор. Випаровування з поверхні океану, охолодження повітря й зменшення інсоляції за рахунок екранування хмарністю потоків сонячної радіації повинні призвести до змінення розподілення температури й утворення джерела відносного холоду. Це приведе до виникнення низхідних потоків під хмарністю первинно єдиної ВЗК і, як наслідок, до розділу її на дві зони конвергенції. Інші дослідники пояснюють розділ ВЗК і асиметричність активності процесів у її області так званім  *$\beta$ - ефектом*. Суть його полягає у тому, що коли ВЗК знаходиться на півночі від екватора, південно-східний пасат, перетинаючи екватор, повертає на схід із-за швидкого змінення сили Коріоліса. Складається вторинна зона конвергенції на південь від основного положення ВЗК.

На рис. 4.39 приводиться карта дивергенції середньої горизонтальної швидкості вітру у тропічній зоні океану у липні, з якого видно, що над океанами, особливо над Тихим та Індійським, чітко простежуються дві зони конвергенції, а між ними розташовується зона дивергенції.

У деяких випадках ВЗК складається не з двох, а з трьох зон: внутрішньої та двох зовнішніх. Зовнішні зони виглядають більш чітко. В них відбувається утворення могутньої хмарності й рясних дощів. У центральній зоні знаходяться ділянки слабкої конвергенції, які супроводжуються західними вітрами або слабкими вітрами перемінних напрямків.

Екваторіальна улоговина охоплює всю земну кулю. Однак вона не є однорідним баричним утворенням, у якому тиск одноманітно зменшується від субтропиків до осі улоговини. В області екваторіальної улоговини постійно виникають хвилеподібні й циклонічні збурення. Прикладом хвилеподібних збурень є східні хвилі, які виявлені у східному потоці над океанами на екваторіальному боці субтропічних антициклонів. Вони краще виявляються у середній тропосфері в полі вітру ніж біля земної поверхні. Зі східними хвилями пов'язані хмарні системи й опади.

Циклонічні збурення в екваторіальному поясі виникають безперервно. Вони проявляються у результаті невеликих, але частих змінювань баричного поля. Зміни температури в їх області незначні. З енергетичної точки зору значення цих циклонів у загальній системі циркуляції атмосфери невелике.



Д – дивергенція, К – конвергенція

Рисунок 4.39 – Дивергенція середньої горизонтальної швидкості вітру ( $10^{-6} \cdot \text{с}^{-1}$ ) у тропічній зоні у липні. За Рилем

#### 4.2.2 Особливості циркуляції повітря у тропічній зоні

Згідно з особливостями структури поля тиску, у тропічній зоні між субтропічними антициклонами і екваторіальною улоговиною у нижніх шарах атмосфери розвивається меридіональна циркуляція: у північній півкулі – північно-східний пасат, у південній – південно-східний пасат. Пасатна циркуляція є найбільш стійкою. Її можна виявити у тропічній зоні майже повсюдно. Середні характеристики пасатної зони містяться на рис. 4.40.

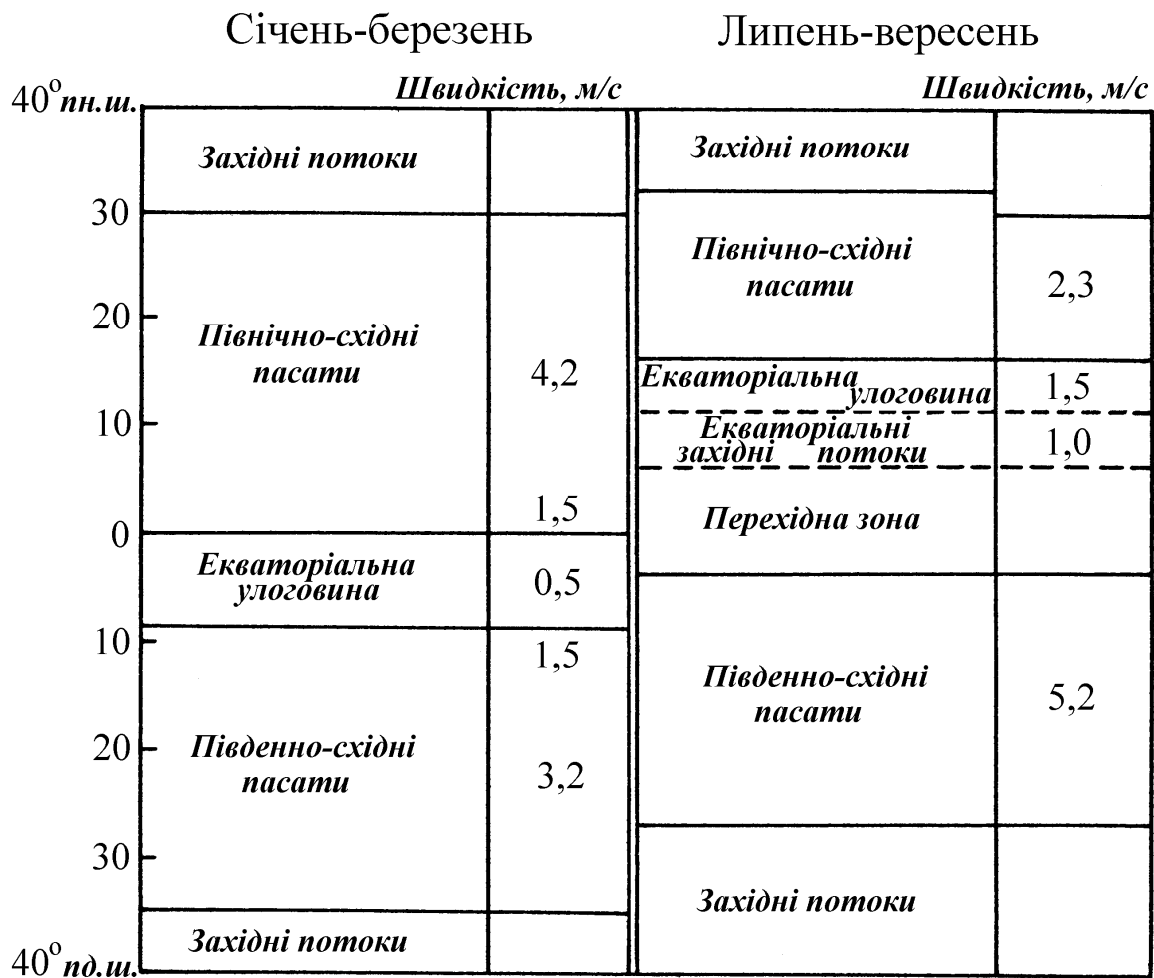


Рисунок 4.40 – Характеристики поясів пасатної циркуляції біля поверхні землі

У північній півкулі зимою пасатна зона простягається від екватора до 28° пн.ш. Улітку, оскільки екваторіальна улоговина пересувається у північну півкулю, зона пасатів розташовується між 18° і 31° пн.ш. Таким

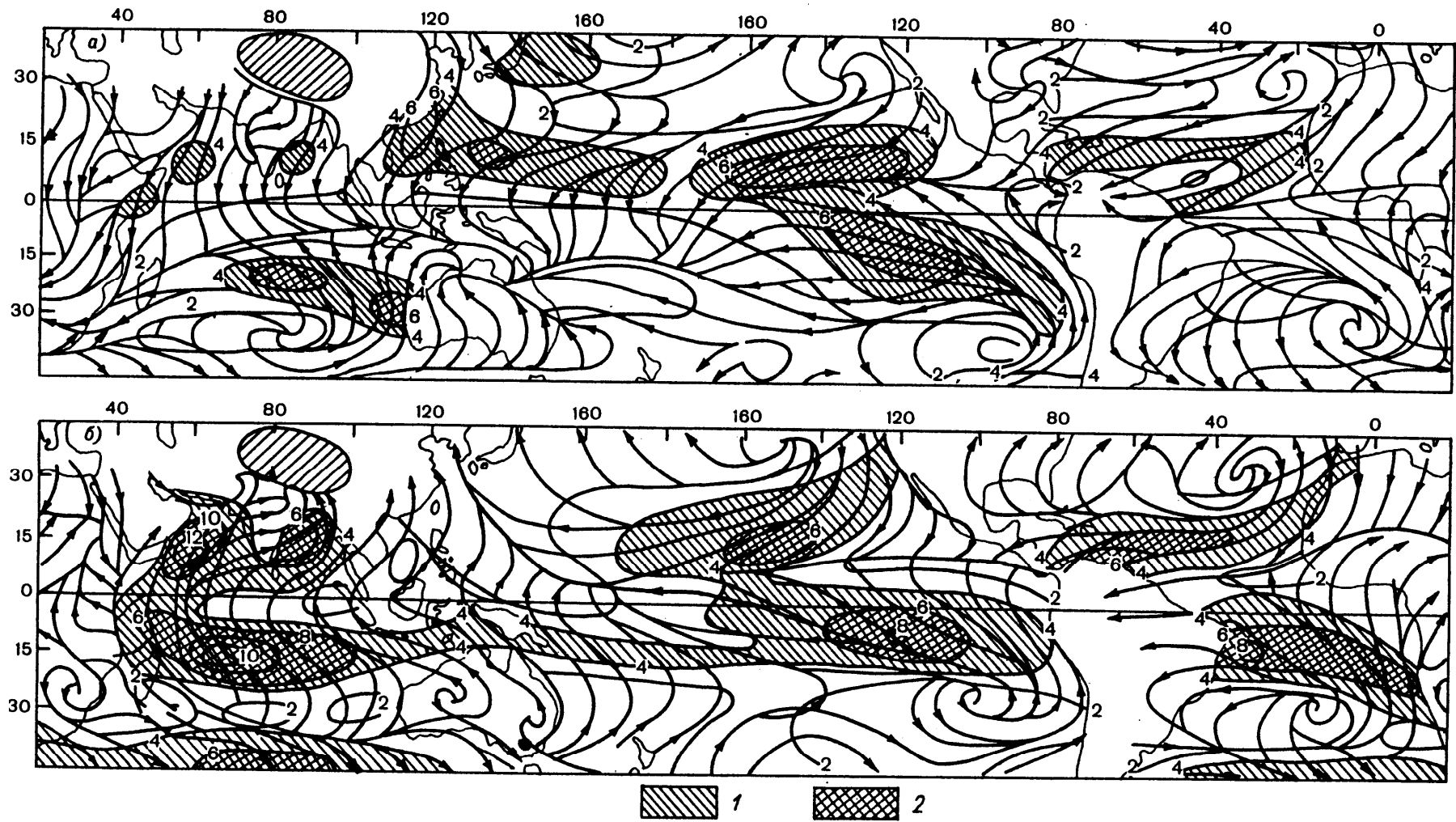
чином, площа, що охоплюється пасатною циркуляцією, від зими до літа зменшується у два рази. Середня швидкість пасата узимку також майже у двічі перевищує його середню швидкість улітку. У південній півкулі положення пасатної зони є більш стабільним, не змінюється і її структура. У північній півкулі улітку під впливом добре розвинутої мусонної циркуляції пасатна зона набуває складної структури.

Особливості повітряних течій у тропічній зоні чітко проявляються на картах ліній токів. Для січня й липня вони разом з ізотами зображаються на рис. 4.41. З карт виходить, що пасатна циркуляція є найбільш сталою у тропічній зоні південної півкулі, а в північній півкулі – над східною частиною Тихого і західною частиною Атлантичного океанів, де, як зазначалося вище, екваторіальна улоговина розташовується поблизу географічного екватора і мало змінює своє положення протягом року. У західній частині Тихого океану й над Південно-Східною Азією пасатна циркуляція порушується під дією мусонних явищ, а саме південні потоки, охоплюючи тропіки південної півкулі розповсюджуються на райони тропічної зони північної півкулі. Над океанами середня швидкість пасатів перевищує 4 м/с, а в деяких районах досягає 6-8 м/с. Швидкості вітру, що перевищують 12 м/с над Індією, відносяться до мусону.

Великий вплив на розвиток атмосферних процесів у тропічній зоні чинить *пасатна інверсія*. Вона формується під дією великомасштабного осідання повітря з великих висот в області субтропічних антициклонів. Повітря, що опускається, на деякій висоті зустрічається з потоком морського повітря, котре пересувається до екватора. По суті, нижньою границею пасатної інверсії є поверхня розділу між цими масами повітря. Отже, пасатна інверсія є *припіднятою інверсією*.

Над східними частинами Тихого і Атлантичного океанів, де розташовуються холодні океанічні течії, важливу роль відіграє охолодження приземного шару атмосфери знизу під дією турбулентного теплообміну. Цей процес сприяє збільшенню інтенсивності пасатних інверсій й зменшенню висоти її нижньої границі.

Пасатні інверсії спостерігаються над великими просторами океанів, де пасатна течія добре проявляється. У таблиці 4.10 приводяться осереднені характеристики пасатних інверсій, що отримані узимку 1969 року. в Міжнародному експерименті «АТЕКС»(Атлантичний Експеримент), а також у період проведення «Тропекс-74». З таблиці 4.10 випливає, що з наближенням до екватора інтенсивність інверсій зменшується. Разом з тим відбувається збільшення висоти її нижньої границі. Висота пасатної інверсії змінюється не тільки з широтою, але залежить також і від довготи. Ця залежність зображена на рис. 4.42, де приводиться висота нижньої границі пасатної інверсії над Атлантичним океаном.



1 – області зі швидкостями вітру більше 4 м/с; 2 – області зі швидкостями вітру більше 6 м/с

Рисунок 4.41 – Лінії току та ізотахи (м/с) у січні (а) та липні (б)

Таблиця 4.10 – Характеристики пасатних інверсій

Місце експерименту	Тиск, гПа			Температура, °С		
	Нижня границя	Верхня границя	Різниця	Нижня границя	Верхня границя	Різниця
«АТЕКС»	855	825	30	14	19	+5
о. Зеленого мису	920	880	40	17	23	+6
Мис «Академік Курчатов» (0° і 23,5° з.д)	835	795	40	13	14	+1
о. Вознесіння	840	790	50	12	14	+2
Тихий океан (32° пн.ш. і 136° з.д)	880	840	40	7	12	+5
Узбережжя Каліфорнії	960	820	140	12	20	+8

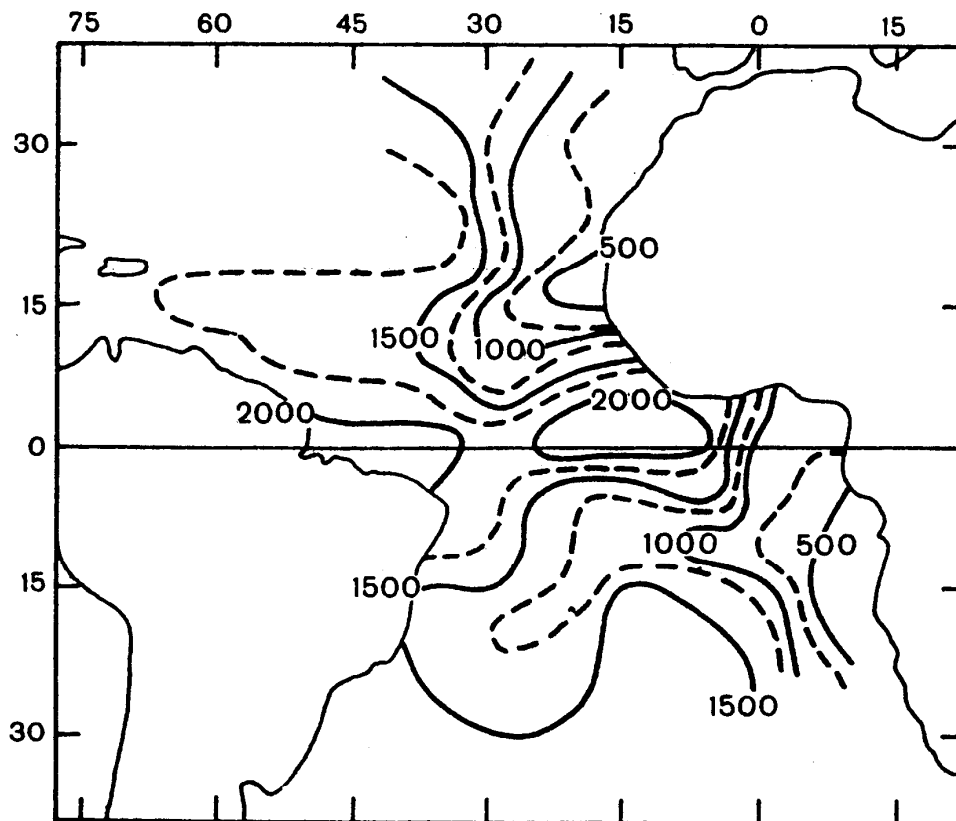


Рисунок 4.42 – Висота нижньої границі шару пасатної інверсії (м) над Атлантикою

Найменших висот (500 м) нижня границя пасатної інверсії досягає поблизу Африки на широтах  $15-20^{\circ}$  в обох півкулях. На захід і південь вона збільшується до 1500 м, а над екватором її висота становить 2000 м. Аналогічна картина спостерігається і над східною частиною Тихого океану поблизу Каліфорнії та Чілі.

Зондування атмосфери, які проводилися у часи досліджень за програмою «АТЕКС», показали, що висоти нижньої і верхньої границь пасатних інверсій дуже мінливі. Причиною цього є, видимо, проникнення у інверсійний шар конвективних осередків, котрі утворюються у вологому підінверсійному шарі повітря, та наступна трансформація повітря у інверсійному шарі в результаті змішування. Цей же механізм приводить до розмивання пасатної інверсії на південній границі північно-східного пасата. У результаті цього виникають сприятливі умови для розвитку інтенсивної конвекції, особливо в зоні ВЗК.

Вище граничного шару улітку у тропічній зоні в межах тропосфери і нижньої стратосфери переважаючими є східні переноси. Вони особливо стійкі у південній півкулі, а також у північній півкулі над західною Атлантикою й східною частиною Тихого океану. У західній частині Тихого океану і над північною частиною Індійського океану, де великий вплив чинять мусонні явища, у нижній половині тропосфери улітку переважають західні вітри. Вони охоплюють тропічні широти Південної Азії, а також Африки. Зимовий сезон як північної, так і південної півкуль у стратосфері тропічної зони характеризується добре помітним західним переносом.

Однією з особливостей циркуляції атмосфери у тропічній зоні є періодичні зміни напрямку переносу, котрі отримали назву екваторіальної квазідворічної циклічності. Особливості розвитку квазідворічної циклічності та її характеристики докладно розглядалися у пункті 4.1.5.

### **4.2.3 Тропічні циклони**

Екваторіальна улоговина, як зазначалося вище, не має вигляду однорідної смуги зниженого тиску, як це виходить за моделлю Хедлі. В її зоні має місце ієрархія утворень різних масштабів. Це системи синоптичного масштабу, характерний розмір яких 3000 км, а площа, що охоплюється ними –  $3 \cdot 10^5 \text{ км}^2$ , системи мезомасштабу – площею  $2 \cdot 10^3 \text{ км}^2$ , а також окремі купчасто-дощові хмари. Як правило, синоптичні системи є слабозвинутими. Найчастіше вони простежуються у нижній половині тропосфери та не роблять суттєвого енергетичного внеску у загальну циркуляцію атмосфери, хоча з ними пов'язані найбільш особливі погодні явища у тропічній зоні, у тому числі випадіння значної кількості



дощу. Однак у тропічній зоні досить часто виникають тропічні вихори, які займають порівняно невеликі простори, але володіють колосальними енергетичними ресурсами. Вони отримали назву *тропічних циклонів*, хоча в різних географічних районах їх називають по-різному. У Південно-Східній Азії – це тайфуни, в Атлантичному океані – урагани, в Індійському – циклони. Порівняно з циклонами позатропічних широт, про які піде мова пізніше, тропічні циклони невеликі. Їх діаметр не перевищує декількох сотень кілометрів, але горизонтальні градієнти атмосферного тиску і швидкості вітру в них значно більші, ніж у добре розвинутих позатропічних циклонах. Виникають тропічні циклони над океанами тропічної зони, переважно між широтами  $10 - 20^{\circ}$  в обох півкулях над теплими частинами океанічних поверхонь, де температура води досягає  $28^{\circ}C$ , і починають пересуватися, в основному, уздовж ведучого потоку, тобто зі сходу на захід. У північній півкулі над Тихим океаном, пересуваючись у західному напрямку, тропічні циклони, в залежності від структури термобаричного поля, або виходять на континент, де швидко заповнюються, або під дією меридіонального потоку на західній периферії тихоокеанського максимуму відхиляються на північний схід і переміщуються на Японські острови. В Атлантичному океані вони також виходять на південь Північно-Американського континенту або повертають на північ і поступово заповнюються. На рис.4.43 зображені траєкторії тропічних циклонів.

Із рис. 4.43 випливає, що у південній півкулі тропічні циклони не переміщуються вище  $30^{\circ}$ , у той час коли у північній півкулі вони можуть проникати вище  $40^{\circ}$ . Причиною цього є більш розвинута меридіональність потоків у північній півкулі.

На траєкторії тропічних циклонів чинить вплив температура поверхні океану. Як показують дослідження, у середньому траєкторії тропічних циклонів відхиляються від ведучого потоку ліворуч на  $16^{\circ}$ . Для тропічних циклонів, що повільно переміщуються, кут між траєкторією й ведучим потоком може досягати  $23^{\circ}$ . Порівняння розподілу температури поверхні океану з траєкторіями руху тропічних циклонів показує, що тропічні циклони, які розвиваються, намагаються пересуватися у бік більш теплої води. Це можна, очевидно, пояснити тим, що додатним аномаліям температури поверхні океану відповідають додатні аномалії потоків тепла і вологи в атмосферу, які сприяють розвитку тропічних циклонів.

Дані метеорологічних штучних супутників дали можливість зробити висновок про те, що тропічні циклони утворюються досить часто. У середньому за рік налічується біля 120 тропічних циклонів, хоча їх повторюваність може змінюватися від року до року.

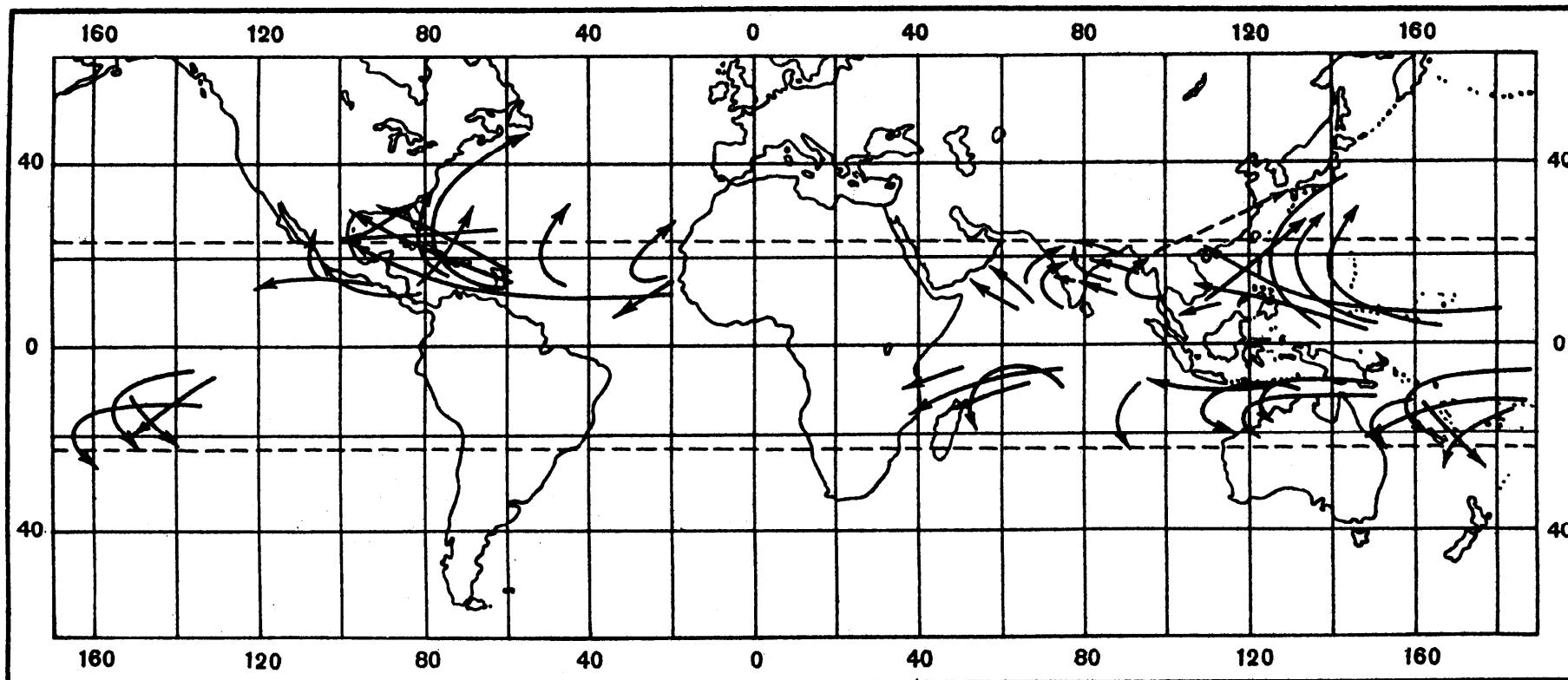


Рисунок 4.43 – Траєкторії тропічних циклонів

Встановлено також, що повторюваність тропічних циклонів у північній півкулі близько у 3 рази перебільшує їх повторюваність у південній півкулі. У таблиці 4.11 дається число тропічних циклонів за останні 30 років.

Таблиця 4.11 – Число тропічних циклонів у 1970-1999 р.р.

Рік	Північний-захід Тихого океану	Північний-схід Тихого океану	Атлантичний океан	Північ Індійського океану	Південь Індійського океану	Південь Тихого океану
1970	26	18	8	6	19	8
1971	36	18	11	10	20	8
1972	31	12	6	9	15	15
1973	21	11	7	8	27	11
1974	31	18	6	8	13	9
1975	21	16	8	11	18	5
1976	25	15	10	11	16	9
1977	21	8	6	8	14	11
1978	30	19	11	6	14	9
1979	24	10	8	6	15	10
1980	24	14	11	6	21	7
1981	29	15	12	5	15	10
1982	26	23	6	8	13	10
1983	23	21	4	3	17	13
1984	27	16	10	4	19	13
1985	27	21	11	6	19	9
1986	28	17	6	2	15	10
1987	22	20	6	6	18	7
1988	29	14	10	2	11	6
1989	31	17	10	4	15	12
1990	28	21	14	4	16	9
1991	29	14	7	2	17	6
1992	28	26	7	8	13	12
1993	28	14	8	2	11	10
1994	34	16	6	3	16	6
1995	23	10	19	3	16	4
1996	26	8	12	7	24	10
1997	28	17	7	2	12	18
1998	16	13	13	2	13	15
1999	18	9	12	2	13	7
Середнє	26,3	15,7	9,1	5,5	16,2	9,6

У більшості районів тропічні циклони виникають переважно наприкінці літа і восени, коли спостерігається найбільш висока температура води поверхні океану. Восени тропічні циклони виникають приблизно у 2 рази частіше, ніж улітку.

Добре розвинуті тропічні циклони, незважаючи на невеликі розміри, володіють колосальною енергією. Спостерігалися випадки, коли швидкість вітру в їх області досягала 70-90 м/с і навіть перебільшувала 100 м/с.

Середня тривалість життя тропічних циклонів складає 6 діб. Цей час рахується від його зародження до виходу на сушу або переходу у зону середніх широт. Однак бувають випадки, коли тропічні циклони існують до двох тижнів і навіть до місяця.

Процес еволюції тропічних циклонів розділяють на чотири стадії:

- 1) стадія формування. Тропічні циклони виникають тільки із синоптичних хвильових збурень у східному потоку. Їх поглиблення відбувається протягом декількох діб, однак може нести і вибуховий характер;
- 2) стадія молодого циклону. Розвиток тропічного циклону у цій стадії може йти у двох напрямках. Або він у вигляді неглибокої депресії пересувається на великі відстані й затухає, або циклон інтенсифікується, тиск у його центрі різко падає до значення нижче 1000 гПа, навколо центру виникає щільне кільце вітрів ураганної сили радіусом 30-50 км;
- 3) стадія зрілості. Падіння тиску в центрі циклону й збільшення швидкості вітру закінчується, однак система циркуляції розповсюджується на великі відстані, а радіус збільшується до 100-200 км, іноді може досягати 300 км. Симетрія збурення порушується, оскільки зона штормових вітрів поширюється праворуч, якщо дивитися уздовж напрямку руху. Ця стадія може тривати декілька діб;
- 4) стадія затухання. Вона починається, коли тропічний циклон виходить на сушу або на область холодної океанічної течії. Однак іноді у північній півкулі, пересуваючись на схід або північний схід, тропічний циклон регенерує на полярному фронті, втрачає температурну симетрію і перетворюється в інтенсивний позатропічний циклонічний вихор. У цьому випадку він вже дає значний енергетичний внесок у загальну циркуляцію атмосфери.

З тропічними циклонами пов'язані не тільки вітри ураганної сили, але й великі кількості опадів, а також величезні руйнівні хвилі. Кількість опадів може досягати декількох десятків, а в деяких випадках і декілька сотень сантиметрів. Випадіння такої кількості опадів часто утворює повені, які разом з ураганим вітром спричиняють великі втрати й приводять до людських жертв.

## 4.3 Мусонна циркуляція

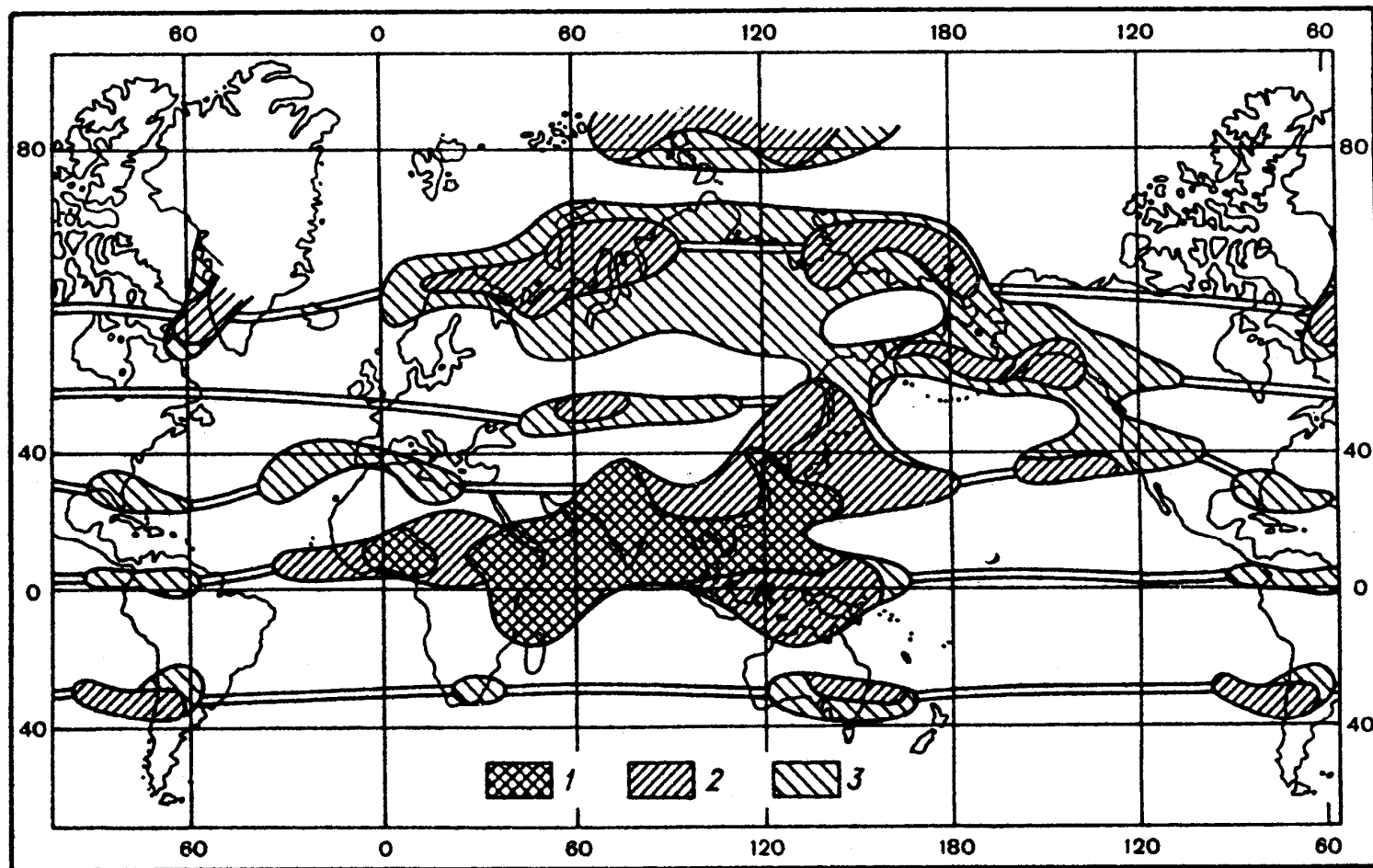
### 4.3.1 Загальна характеристика мусонної циркуляції

На формування клімату у деяких районах Землі великий вплив чинять мусони. Ця циркуляційна система володіє виразним сезонним характером. На її формування значно впливає термічний режим суші та океану, який складається під дією радіаційних факторів.

Мусони вже давно привертають увагу дослідників. Незважаючи на це, навіть зараз існують різні точки зору на чинники виникнення, еволюцію та локалізацію мусонної циркуляції. Можна зустрітися з твердженням, що мусон являє собою повітряну течію між сушею і морем, що виникає за рахунок різного їх нагрівання. І в зв'язку з цим мусон розглядається як замкнений циркуляційний осередок великого масштабу. Нижня його частина виявляється у вигляді *азонального приземного потоку*, який супроводжується на висотах протилежною течією-*антимусоном*. Але більш правильною необхідно розглядати думку про те, що мусони є результатом сезонного зсуву планетарних зон вітрів. Вони являють собою *квазігоризонтальні зональні потоки* – реальні складові загальної циркуляції атмосфери. Сезонний режим погоди у різних областях мусонів може бути різним в залежності від термодинамічного стану повітря, що приймає участь у мусонній циркуляції, а також характеру рельєфу.

Деякі кількісні характеристики, які дозволяють віднести до мусону повітряні течії, утримуються у визначенні С.П. Хромова: *мусон* – це такий режим загальної циркуляції атмосфери у великій географічній області, при якому вітри одного напрямку у кожному місці цієї області різко переважають над іншими, а сам переважаючий напрямок вітру від зими до літа і від літа до зими змінюється на протилежний або близький до протилежного. До *протилежних* відносяться *напрямки*, кут між якими складає  $120^{\circ}$  і більше, а до *різко переважаючого* – напрямок, що має повторюваність 40% та більше. Механізм формування мусонних вітрів пов'язаний з основними елементами загальної циркуляції атмосфери, циклонами й антициклонами.

На основі цих критеріїв Хромов побудував карту, на якій позначені області з мусонами, а також області з *«мусонною тенденцією»*. До останніх відносяться ті області, де протилежні вітри зимою й літом мають повторюваність менше 40%. Ця карта зображається на рис. 4.44, з якої видно, що мусонні області об'єднуються у декілька зон, що витягнуті у широтному напрямку. Ці зони разом оконтурюють периферійні райони Євразійського материка з півночі, сходу й півдня. Вони проявляються також в окремих районах Африки, Американських континентів, Австралії, тобто там, де відбувається змінювання напрямку горизонтального градієнта температури між сушею й океаном.



1 – 40 %; 2 – 40-60 %; 3 – 60 %. Заштриховані області з кутом  
(між переважаючими напрямками вітру у січні та липні) від 120 до 180°

Рисунок 4.44 – Повторюваність переважаючих напрямків вітру. За С.П.Хромовим

Структура мусонних областей пов'язана зі змінюванням положення й інтенсивності *центрів дії атмосфери*. У відповідності до цього можна виділити такі мусонні зони: тропічну, що розташовується між  $20^{\circ}$  пн. ш. і  $20^{\circ}$  пд. ш.; дві субтропічні, які розташовані між  $30$  і  $40^{\circ}$  ш. в обох півкулях, зону помірних широт і, нарешті, полярну зону. Останні дві зони виявляються тільки у північній півкулі у межах  $50 - 60^{\circ}$  і біля  $70^{\circ}$  пн. ш. відповідно.

Мусони зонально розташовуються уздовж тих частин тропічної зони, де спостерігаються достатньо помітні зміни температури і, як наслідок, атмосферного тиску між сушею і океаном у зимовий сезон та улітку. Зональність порушується тільки на сході Азії. Там утворюється меридіональна смуга мусонів, яка є результатом злиття та посилення трьох мусонних зон. У цій азональній області спостерігається *мусонорозділ*. Його наявність пояснюється тим, що він утворюється у результаті дії різних циркуляційних процесів. Тут не буває якогось одного виразного переважаючого напрямку вітру. Мусонорозділ проходить біля  $20^{\circ}$  пн. ш. На південь від нього розташовується зона тропічного мусону, де це явище характеризується найбільшою стійкістю. На північ від мусонорозділу знаходиться область субтропічних мусонів, яка охоплює смугу від  $25$  до  $45^{\circ}$  пн. ш. Вона розповсюджується на Китай, Корею, Японію, південну частину Примор'я й проникає у глибину материка до  $105^{\circ}$  с. д. Зона мусона помірних широт розташовується між  $45$  і  $65^{\circ}$  пн. ш.

Природа мусону у перелічених зонах різна. Якщо тропічний мусон утворюється при взаємодії *екваторіальної улоговини і сибірського антициклону* узимку, *азіатської депресії й південно-індійського антициклону* улітку, то субтропічний мусон формується завдяки взаємодії *азіатської депресії й тихоокеанського антициклону* улітку, *сибірського максимуму й південно-західної улоговини алеутської депресії* узимку.

Часто як характеристики мусонної циркуляції приймають вологий літній і сухий зимовий періоди разом з характеристиками сезонної варіації напрямку вітру. У відповідності з цими характеристиками треба протягом усього року вилучити із областей мусонної циркуляції вологі зони поблизу екватора, а також постійно сухі зони у високих широтах, де переважає антициклональна циркуляція.

#### **4.3.2 Гідродинамічні аспекти мусонної циркуляції**

Розглянемо фізичні умови розвитку мусонної циркуляції. Для осі  $x$  прямокутної системи координат виберемо напрямок у бік океану перпендикулярно берегової смуги, а для осі  $y$  – уздовж неї.

Запишемо рівняння руху у площині  $xoz$ , обмежуючись лише силами, що безпосередньо визначають умови руху повітря, а саме:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + lv, \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (4.17)$$

де  $u, v, w$  - складові вектора швидкості вітру,

$l$  - параметр Коріоліса,

$g$  - прискорення вільного падіння

Продиференціюємо перше рівняння по змінній  $z$ , а друге - по змінній  $x$ . Будемо мати:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial z} + l \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial z}. \quad (4.19)$$

Якщо відняти почленно від рівняння (4.18) рівняння (4.19), то отримаємо

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) + l \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (4.20)$$

Член у дужках у лівій частині рівняння (4.20) є складовою по осі  $y$  відносного вихору швидкості вітру

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = \Omega_y. \quad (4.21)$$

Отже маємо

$$\frac{\partial \Omega_y}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + l \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (4.22)$$

Запишемо тепер рівняння стану для вологого повітря:

$$\rho = \frac{p}{R_c T_v}, \quad (4.23)$$

де  $T_v$  - віртуальна температура,

$R_c$  - питома газова стала сухого повітря,

і знайдемо похідні від густини повітря по координатах  $z$  і  $x$



$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{1}{R_c T_v} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{p}{R_c T_v^2} \frac{\partial T_v}{\partial z}, \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{1}{R_c T_v} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{R_c T_v^2} \frac{\partial T_v}{\partial x}. \quad (4.25)$$

Підставимо отримані значення похідних до рівняння(4.22). Після елементарних спрощень отримаємо:

$$\frac{\partial \Omega_y}{\partial t} = \frac{R_c}{p} \left[ \frac{\partial T_v}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial T_v}{\partial z} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right] + l \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (4.26)$$

З рівності (4.26) виходить, що вихор виникає тільки у бароклінній атмосфері. Якби атмосфера була баротропною, тобто коли  $\rho = f(p)$ , то

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{df}{dp} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}; \quad \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{df}{dp} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$

й перша складова у рівнянні (4.26) дорівнювала

би нулю.

Позначимо

$$\frac{\partial \Omega_y}{\partial t} = \left( \frac{\partial \Omega_y}{\partial t} \right)_1 + \left( \frac{\partial \Omega_y}{\partial t} \right)_2, \quad (4.27)$$

де

$$\left( \frac{\partial \Omega_y}{\partial t} \right)_1 = \frac{R_c}{p} \frac{\partial T_v}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (4.28)$$

$$\left( \frac{\partial \Omega_y}{\partial t} \right)_2 = -\frac{R_c}{p} \frac{\partial T_v}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (4.29)$$

Спочатку проведемо аналіз рівності (4.28) для теплої пори року.

Оскільки у цю пору року, як вже зазначалося вище, континент є перегрітим відносно океанічної поверхні, то  $\frac{\partial T_v}{\partial x} < 0$ ; як відомо  $\frac{\partial p}{\partial z} < 0$  завжди. Тому

$$\left( \frac{\partial \Omega_y}{\partial t} \right)_1 > 0. \quad \text{Ця умова відповідає циркуляції у площині } xoz, \text{ тому що, як}$$

$$\text{очевидно, } \left( \frac{\partial \Omega_y}{\partial t} \right)_1 \cong \left( \frac{\Delta \Omega_y}{\Delta t} \right)_1 = \frac{\Omega_y(t) - \Omega_y(t_0)}{\Delta t}$$

Оскільки  $\Delta t > 0$ ,  $\Omega_y(t_0) = 0$ , то  $\Omega_y(t) > 0$ .

Перед тим, як проводити аналіз члену  $\left(\frac{\partial \Omega_y}{\partial t}\right)_2$ , запишемо систему рівнянь горизонтального руху повітря:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + lv, \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - lu. \quad (4.31)$$

Продиференціюємо перше з них по змінній  $y$ , а друге - по змінній  $x$  і віднімемо після цього з другого рівняння перше. Тоді будемо мати:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) - l \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (4.32)$$

Очевидно,

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \Omega_y. \quad (4.33)$$

Оскільки

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{1}{R_c T_v} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{R_c T_v^2} \frac{\partial T_v}{\partial y}, \quad (4.34)$$

то після підстановки у рівняння (4.32) відповідних похідних від густини повітря по змінних  $x$  та  $y$  з рівнянь (4.25) і (4.34) та елементарних спрощень, отримаємо

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \left[ -\frac{p}{R_c T_v^2} \frac{\partial T_v}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{p}{R_c T_v^2} \frac{\partial T_v}{\partial y} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right] - l \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (4.35)$$

Нагадаємо, що *складові геострофічного вітру* визначаються рівностями:

$$u_g = -\frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (4.36)$$

$$v_g = \frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (4.37)$$

З урахуванням цього, рівняння (4.35) перетворюється таким чином:

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} = \frac{l}{T_v} \left[ u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g \frac{\partial T_v}{\partial y} \right] - l \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (4.38)$$

*Плоска дивергенція*, що описується другим членом правої частини рівняння(4.38) безпосередньо не є причиною виникнення мусонної циркуляції. Тому обмежимося аналізом першого члена. Видно, що він є *геострофічною адвекцією температури*.

Для спрощення припустимо, що ізотерми розташовуються паралельно берегової смуги, тобто  $\frac{\partial T_v}{\partial y} = 0$ . Оскільки  $\frac{\partial T_v}{\partial x} < 0$ ;  $u_g < 0$ , то  $u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} > 0$  і  $\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} > 0$ . Це приводить до висновку, що  $\Omega_z(t) > 0$ , що відповідає циклонічній циркуляції.

З розглянутих умов випливає, що горизонтальний градієнт температури одночасно породжує *вихрову циркуляцію* як у вертикальній, так і у горизонтальній площинах.

Останнє означає, що улітку на континенті формується циклонічний вихор. Тому  $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$ . Тепер проаналізуємо другий член рівняння (4.27),

тобто рівність (4.29). Оскільки у ньому  $\frac{\partial T_v}{\partial z} > 0$  (температура з висотою

зменшується), то очевидно  $\left(\frac{\partial \Omega_y}{\partial t}\right)_2 > 0$ . Таким чином, і цей механізм

приводить до формування вихрової циркуляції у площині  $xoz$ .

Циклонічний вихор у горизонтальній площині породжує додаткові висхідні рухи (під впливом сил тертя), що сприяють у свою чергу збільшенню термічної нестійкості повітря. Висхідні рухи на континенті, які породжуються як  $\Omega_y$ , так і  $\Omega_z$  й посилюються термічною нестійкістю, супроводжуються потужною хмарністю й опадами у районах, що охоплюються мусонною циркуляцією. Над океанами, навпаки, утворюються й посилюються низхідні вертикальні рухи.

Отже, мусон – це таке явище, при якому одночасно виникає й посилюється за часом вихрова циркуляція як у горизонтальній, так і вертикальній площинах.

Зимом, коли материки холодніші, ніж океани  $\left(\frac{\partial T_v}{\partial x} > 0\right)$ , формується мусонна циркуляція протилежного напрямку: у нижній частині тропосфери повітря рухається з материки на океан, а в верхній – з океану на материк. Над океаном  $w > 0$ , над материком  $w < 0$ . Таким чином, виникає вихор  $\Omega_y < 0$ . Одночасно під впливом адвекції холоду над океаном формується циклонічна циркуляція, а над материком під впливом адвекції тепла – антициклонічний вихор ( $\Omega_z < 0$ ). Обидва ефекти сприяють зменшенню хмарності на континенті узимку.

### 4.3.3 Мусонні циркуляційні системи

#### 4.3.3.1 Азіатсько-австралійський мусон

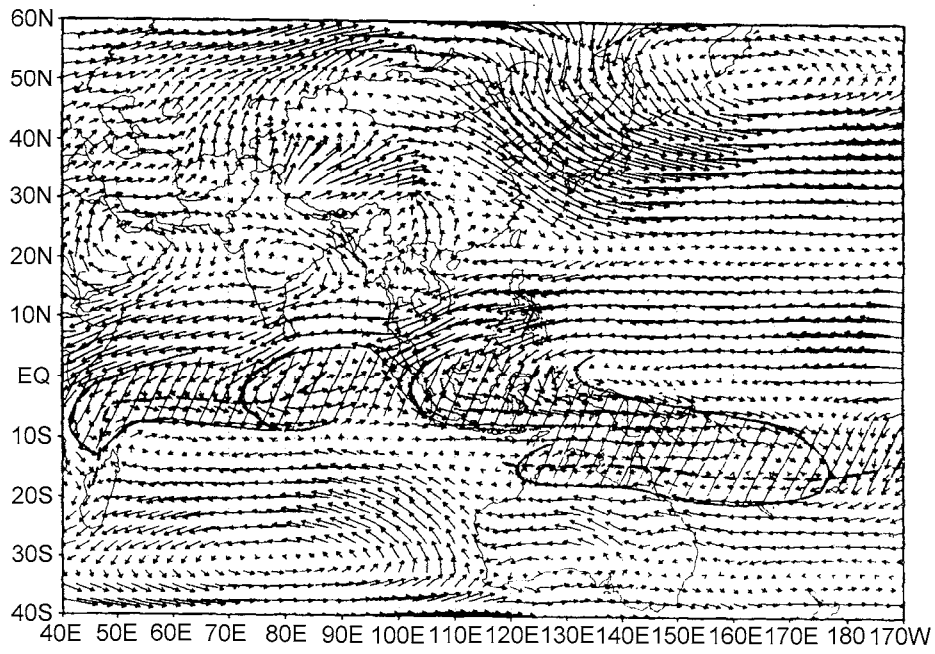
Цей мусон є найбільш інтенсивним з усіх відомих мусонних повітряних течій. Як вже зазначалось, у північній півкулі узимку утворюється *сибірський антициклон*, що охоплює великі простори Азіатського континенту. Сильне радіаційне вихолодження сприяє існуванню цього антициклону протягом усіх місяців зими. Із області антициклону відбувається відтік холодного повітря через Китай, Японію на південь і південний схід. Як видно на рис. 4.45, потоки повітря, які мають напрямок на південь, перетинають екватор між західною частиною Тихого океану й західною акваторією Індійського океану. Заштриховані зони на рис. 4.45 позначають регіони, що знаходяться під дією, перетинаючого екватор, потоку північної півкулі, а пунктирна лінія – положення у січні *внутрішньотропічної зони конвергенції (ВЗК)*. З рис. 4.45а видно, що навіть північна частина Австралії знаходиться під дією зимового мусону.

Напрямок зимового мусону залежить від широти. Над Східною Азією спостерігаються північно-західні потоки сухого й холодного повітря. У смузі  $15 - 20^{\circ}$  пн. ш. над Південно-Китайським морем це повітря конвергує з північно-східною пасатною течією. При подальшому переміщенні на захід ці течії прямують на Індокитайський півострів, Індію, Малайзію, Філіппінські острови, приймаючи більш східний напрямок.

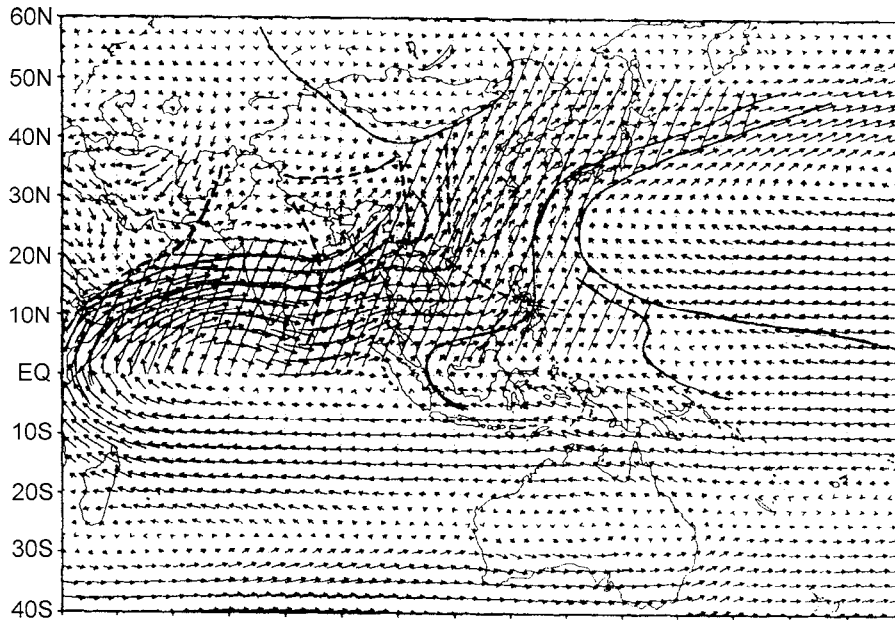
Вертикальна протяжність зимового мусону у різних географічних зонах неоднакова. Над Центральним і Східним Китаєм на рівні ізобаричної поверхні 700 гПа спостерігається інтенсивний західно-східний перенос. При переміщенні на південь вертикальна протяжність мусонної циркуляції узимку збільшується. На півдні Азії мусон спостерігається й на рівні 700 гПа. Виходячи на теплу океанічну поверхню, холодне й сухе континентальне повітря зимового мусону прогрівається й збагачується вологою. На райони Індокитаю приходить вже відносно тепла й волога морська повітряна маса, з якою пов'язана хмарна погода. При подальшому переміщенні до екватора повітря зимового азіатсько-австралійського мусону придбає властивості екваторіальної повітряної маси.

Структура літнього азіатсько-австралійського мусону є значно складнішою. Про це свідчать особливості поля вітру на рівні 850 гПа поверхні, що міститься на рис. 4.45б. Складність структури літньої мусонної течії полягає у наявності численних улоговин, зсувів вітру, ліній конвергенції та дивергенції.

a)



б)



а) – січень; б) – липень

Рисунок 4.45 – Течії повітря азіатсько-австралійського мусону на АТ<sub>850</sub>

Потоки повітря південної півкулі, що перетинають екватор, спостерігаються між західними акваторіями Індійського й західними акваторіями Тихого океанів. Загальний мусонний потік між цими циркуляційними об'єктами можна розділити на чотири мусонні субутворення.

Першим з них є *південно – азіатська мусонна система*. Вона розташовується над Аравійським морем і Індією. Другою субсистемою є *південно-східна азіатська мусонна система*, яка охоплює простір від Бенгальської затоки до Індокитаю та Південно-Китайського моря. Далі розташовується *східно-азіатська мусонна система*, яка складається з мусонних явищ над північчю Південно-Китайського моря, Східним Китаєм, Корейським півостровом і Японією. Четвертою субсистемою є *тібетська мусонна система*. Вона спостерігається на захід від лінії дивергенції, яка розташовується уздовж  $110^{\circ}$  с. д.

Перше субутворення характеризується тим, що над західною частиною Індійського океану південно-східний пасат при переході у північну півкулю змінює напрямок на південно-західний над Аравійським морем. Останній поширюється на Південну Азію, Південно-Східну Азію, південний схід Тібетського плато. Друга компонента літнього мусону відзначається тим, що на півночі Південно-Китайського моря південно-західні потоки під дією циркуляції тихоокеанського антициклону змінюються з південно-західного напрямку на південний й охоплюють Східний Китай, Північно-Східний Китай, Корейський півострів, Примор'є. Потоки повітря південної півкулі, які перетинають екватор над Індонезією, чинять вплив на Філіппінські острови й Японію, а ті, що перетинають його над західними акваторіями Тихого океану, пересуваються на північний захід Тихого океану. Більш складними мусонні течії є над Китаєм. Над східною частиною країни домінують сильні південні потоки. Над Центральним Китаєм розташовується меридіонально орієнтована лінія дивергенції. Вона повністю співпадає зі сухою зоною. На схід від неї над Східним Китаєм мають місце південно-західні течії. Ще одна меридіонально орієнтована зона конвергенції проходить біля  $100^{\circ}$  с. д. Вона простягається уздовж східної границі Тібетського плато й сполучається з меридіональним максимум опадів. У Північному Китаї південно-західні мусонні течії конвергують з західними потоками, які формуються на північ від Тібетського плато.

Як показують дослідження, літній азіатський мусон з'являється спочатку над Південно-Китайським морем та Індокитайським півостровом. Над Індією він спостерігається трохи пізніше. Літній азіатський мусон має більшу вертикальну протяжність ніж зимовий. Над Індією та Бірмою він досягає висоти 6-9 км. З просуванням на північ вертикальна протяжність його зменшується й над Північно-Східним Китаєм і Японією мусон рідко

досягає висоти 2 км, хоча при різних синоптичних умовах вертикальна протяжність його може коливатись у широких межах.

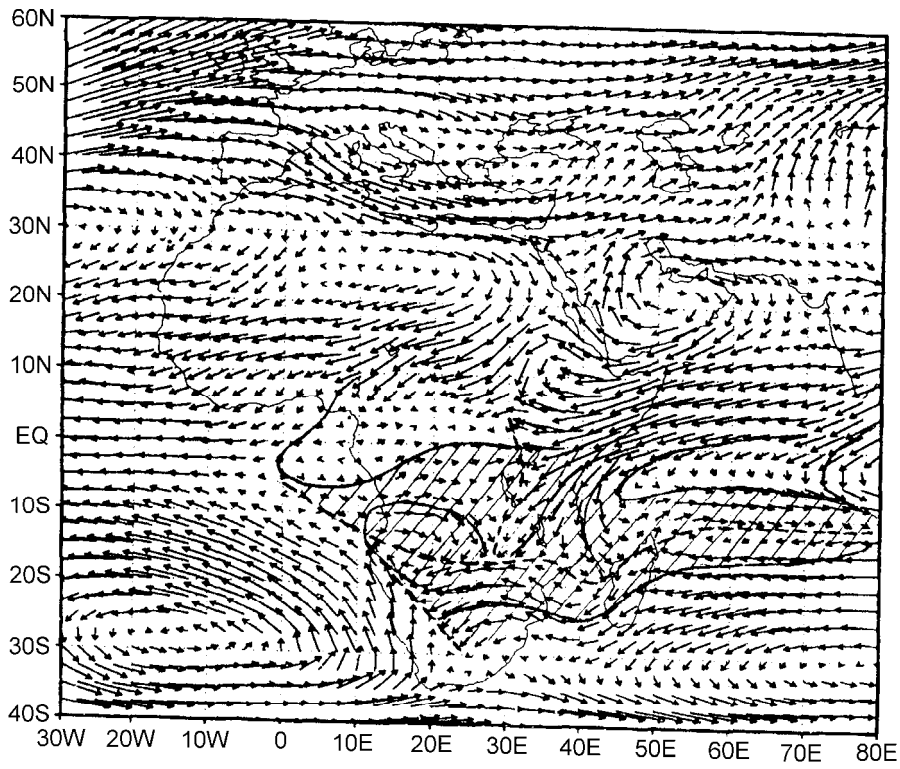
Повітря літнього азіатського мусону, яке надходить на сушу, утримує багато вологи і тому з ним пов'язані рясні опади на території Південної і Південно-Східної Азії. Однак, треба мати на увазі, що для утворення опадів необхідно, щоб був не тільки великий вологовміст повітря, але й інтенсивний розвиток процесів, які приводять до конденсації водяної пари. До них відносяться термічна конвекція, яка посилюється орографічними висхідними потоками, що утворюються за рахунок підняття повітря уздовж південних схилів численних гірських хребтів Південної Азії, а також утягнення вологого повітря в систему циклонічної циркуляції.

У період літнього мусону над Південною Азією відбуваються внутрішньосезонні посилення та послаблення мусону. Вони залежать від процесів углублення і послаблення азіатської депресії, а також територіального переміщення її центра, що, у свою чергу, визначається процесами, які розвиваються у помірних широтах. Посилення циклонічної діяльності у цій широтній зоні приводить до значних меридіональних перетворень полів тиску й вітру у тропосфері, що супроводжуються адвекцією холоду на південь й збільшенням горизонтальних градієнтів температури й атмосферного тиску. Нестационарність цих циркуляційних процесів обумовлює переміщення центра азіатської депресії й змінення її глибини. Виникають часом додаткові центри над Аравією, Іраном, Південним Китаєм. Тому періоди сильних мусонних дощів чергуються з періодами спокійної течії південно-західного мусону, коли опади майже відсутні. У такі періоди літнього тропічного мусону може спостерігатися посуха. Отже, літній азіатський мусон тільки сприяє утворенню мусонних опадів, але не є їх чинником. Африканський мусон є також добре розвинутою циркуляційною системою, хоча він суттєво відрізняється від азіатського.

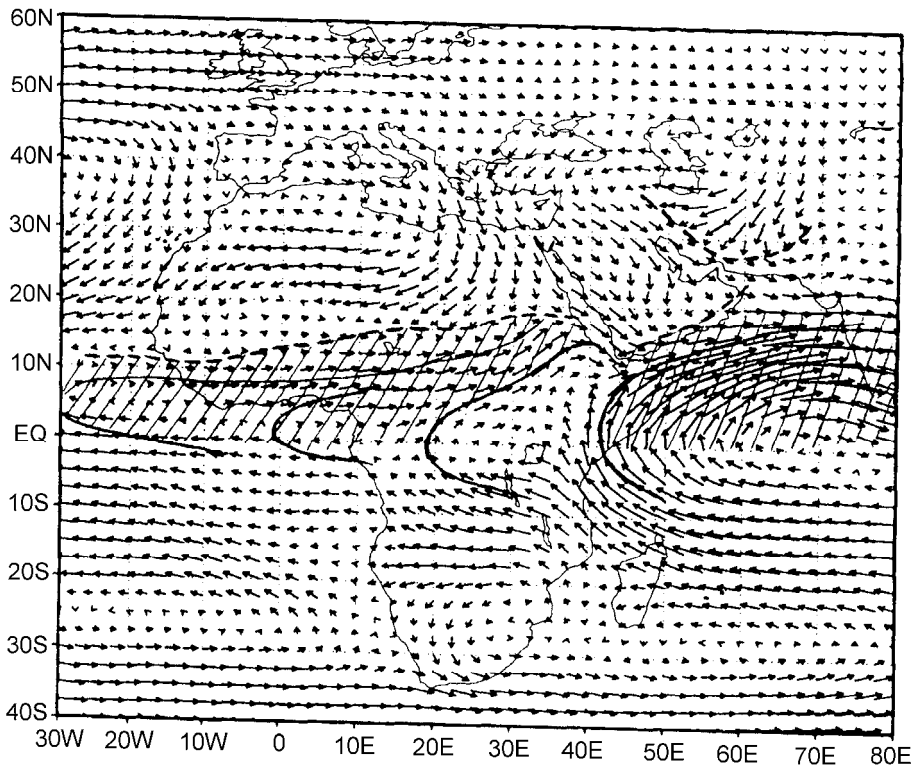
#### **4.3.3.2 Африканський мусон**

Африканський мусон суттєво відрізняється від азіатсько-австралійського. Основні різниці полягають у тому, що, по-перше, циркуляція у ньому є менш розвинутою як у вертикальному, так і у горизонтальному напрямках. Відносно невеликі розміри африканського мусону визначаються порівняно невеликими розмірами Африканського континенту, а також незначною міграцією екваторіальної улоговини. По-друге, холодні повітряні маси помірних широт не приймають участі у формуванні африканського мусону. Тому розбіжності у властивостях повітряних мас літнього й зимового мусонів над Африкою не такі значні, як над Азією. Поля осереднених потоків повітря на висоті поверхні АТ-850 у січні й липні містяться на рис. 4.46.

a)



б)



а) – січень; б) – липень

Рисунок 4.46 – Течії повітря африканського мусону на АТ<sub>850</sub>



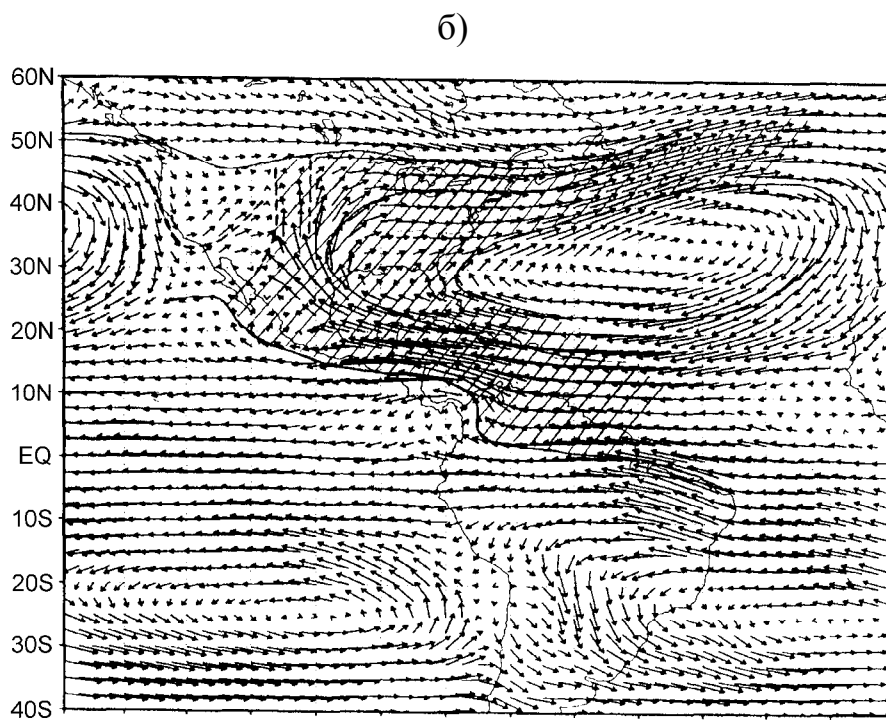
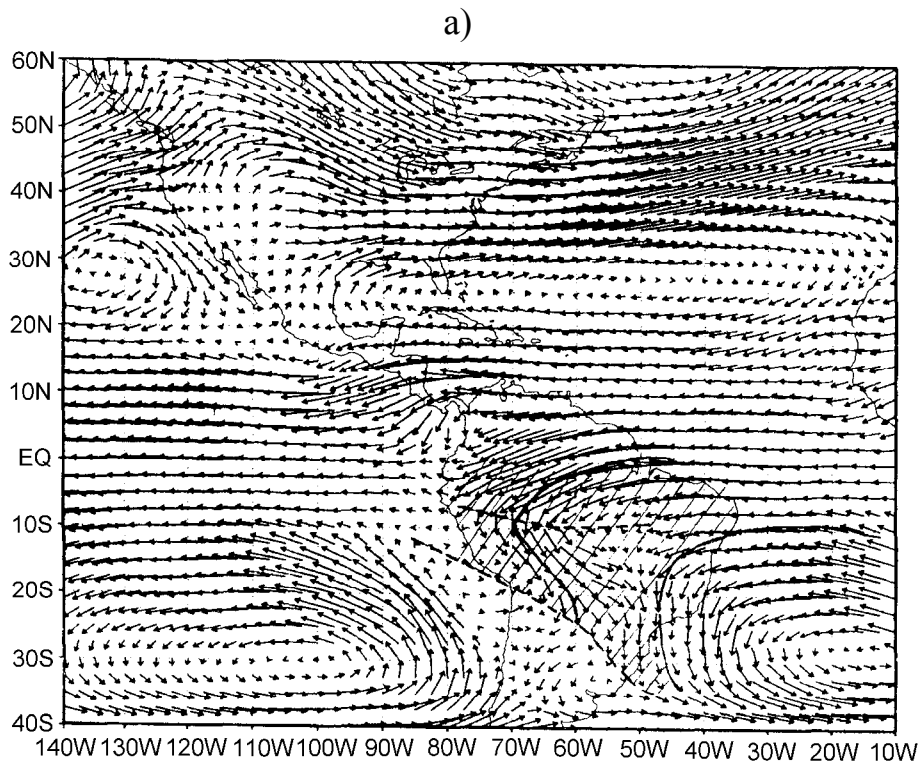
Із рисунка випливає, що у січні можна виділити чотири різні течії, які чинять вплив на Південну Африку. Першою з них є течія вологого повітря із екваторіальної західної частини Індійського океану. Три останні течії утримують відносно сухе повітря й орієнтуються з північної частини континенту, південної Атлантики й південної частини Індійського океану на східну частину континенту. У північній частині приекваторіальної зони спостерігається вторгнення інтенсивної пасатної течії, а у центральній частині континенту спостерігаються дві системи антициклонічної циркуляції, які спричиняють на північній частині континенту потоки відносно холодних і сухих повітряних мас. ВЗК у січні (пунктирна лінія) розташовується над південною частиною Африки у зоні  $5-10^{\circ}$  пд. ш. У літні місяці північної півкулі ВЗК займає положення у тропічній зоні північної півкулі ( $10-15^{\circ}$  пн. ш.). У цей час у зоні  $6-18^{\circ}$  пн. ш. розвивається глибока конвекція, а у субтропічних широтах як північної, так і південної Африки переважають низхідні потоки повітря. Волога конвекція добре проявляється у південній півкулі над Африкою у зоні  $5-20^{\circ}$  пд. ш. у період з січня до травня.

Як показують результати супутникових вимірювань яскравісної температури, яка дає можливість визначати у тропосфері сухі та вологі атмосферні утворення, процес експансії африканського мусону можна розглядати як переміщення на північ й повернення у протилежному напрямку сухих й вологих атмосферних утворень, які формуються, перетинаючи екватор, течіями сухого або вологого океанічного повітря (в залежності від сезону).

#### **4.3.3.3 Американський мусон**

Основні особливості американського мусону добре проявляються у полі середнього вітру на рівні 850 гПа над Північною і Південною Америкою. Для липня і січня ці поля містяться на рис. 4.47а та 4.47б.

У січні потоки повітря, що перетинають екватор з півночі на південь спостерігаються над середніми та низькими широтами Південної Америки. На південному заході Південної Америки лінія конвергенції відокремлює антициклонічну циркуляцію на південному сході Тихого океану від зазначених вище потоків, що перетинають екватор з півночі. Інша антициклонічна циркуляція над Південною Атлантикою чинить вплив на південний схід Бразилії. У літній сезон північної півкулі потоки повітря, які перетинають екватор з півдня на північ не такі інтенсивні, як у інші сезони й над іншими континентами. Проте тепле й вологе повітря концентрується над теплим басейном тропічної західної Атлантики й над Карибським морем.



а) – січень; б) – липень

Рисунок 4.47 – Течії повітря американського мусону на АТ<sub>850</sub>

Ці потоки змінюють свій напрямок над Південною Америкою й над середніми широтами Атлантики на південно-західний. Західні потоки повітря домінують на північ від  $47^{\circ}$  пн. ш. над Атлантикою й над західною частиною Північної Америки.

Тепла й волога повітряна маса, що розташовується над тропіками західної Атлантики, значно відрізняється від сухих і теплих мас субтропічної і західної частини Північної Америки. Лінія конвергенції між теплими вологими та сухими холодними потоками розташовується біля  $105^{\circ}$  з. д. На схід від лінії конвергенції південно-західний потік теплого й вологого і західний потік відносно холодного повітря формують фронтальні процеси біля  $45 - 50^{\circ}$  пн. ш.

Пересування сухих і вологих зон над Північною і Південною Америкою не є симетричними відносно екватора. Пересування сухих та вологих періодів у Південній Америці на північ від екватора відбувається відносно швидко наприкінці травня і на початку липня. Зворотний процес є також швидким і відбувається у жовтні. Із рис. 4.47 видно, що повітря, яке перетинає екватор, чинить вплив на зону, обмежену  $20^{\circ}$  пд. ш. -  $45^{\circ}$  пн. ш. і  $80 - 70^{\circ}$  з. д. Для довгот  $110 - 100^{\circ}$  з. д. заміна сухих та вологих умов проявляється тільки у Північній Америці у період з кінця квітня до кінця жовтня.

## **4.4       Складові загальної циркуляції атмосфери               синоптичного масштабу**

### **4.4.1     Гідродинамічні аспекти утворення та еволюції               синоптичних вихорів**

Всі рухи, що спостерігаються в атмосфері, мають вихровий характер. Серед них у якості однієї з ланок загальної циркуляції атмосфери виступають вихори синоптичного масштабу – циклони й антициклони позатропічних широт. З метою аналізу фізичних умов утворення та еволюції цих вихорів зупинимось спочатку на рівняннях, які описують еволюцію вихору швидкості вітру. *Рівняння вихору швидкості* відносяться до найбільш важливих рівнянь динаміки атмосфери. Вони дають можливість отримати суттєві висновки відносно розвитку атмосферних процесів.

Запишемо *рівняння руху у горизонтальній площині у декартовій системі координат*:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v + F_x, \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + F_y, \quad (4.40)$$

де  $u, v, w$  – складові вектора швидкості вітру,  
 $p$  і  $\rho$  – тиск і густина повітря,  
 $\omega_z$  – вертикальна складова швидкості обертання Землі навколо своєї осі,  
 $F_x$  і  $F_y$  – проекції сили тертя, що діє на одиницю маси.

Перше з рівнянь продиференціюємо по змінній  $y$ , а друге – по змінній  $x$  і віднімемо після цієї операції з другого рівняння перше. Після зведення подібних членів й урахування того, що  $\frac{\partial \omega_z}{\partial x} = 0$ , отримуємо таке рівняння:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= -u \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \\ &- \left[ 2\omega_z + \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \left[ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \\ &- \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) - \beta v + \left( \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (4.41)$$

У рівнянні (4.41)  $\beta = 2 \frac{\partial \omega_z}{\partial y} = \frac{2\omega \cos \varphi}{a}$  – параметр Россбі, у якому

$a$  – радіус Землі.

Як відомо

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \Omega_z \quad (4.42)$$

є вертикальною складовою відносного вихору швидкості. Тому рівняння (4.41) являє собою рівняння деформації вихору швидкості у деякій точці простору за часом

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_z}{\partial t} &= - \left( u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} - \beta v - (2\omega_z + \Omega_z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ &+ \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (4.43)$$

Воно описує *фактори*, які спричиняють змінення цього гідродинамічного параметра, що характеризує умови циклогенезу або антициклогенезу.

Розглянемо ці фактори.

Першим з них є *адвекція вихору швидкості*, яка описується першим членом правої частини рівняння (4.43). Щоб зрозуміти як діє цей фактор, умовимося, що у середній атмосфері (700-500 гПа) спостерігається західно-східний перенос (ведучій потік) ( $\vec{c} = u\vec{i}$ ;  $\vec{i}$  – орта осі  $ox$ , вісь  $ox$  спрямована уздовж паралелі у східному напрямку,  $v=0$ ), тобто  $u > 0$  і розглянемо передню частину циклону.

У передній частині циклону  $\Omega_{z1} > \Omega_{z2} > \Omega_{z3}$  (напрямок від центру циклону), тому  $\frac{\partial \Omega_z}{\partial x} < 0$ . Отже маємо  $u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} > 0$ . Таким чином, адвекція вихору обумовлює зростання за часом  $\Omega_z$  у передній частині циклону і зменшення  $\Omega_z$  – у тилівій. Під впливом саме цього фактора тиск атмосфери у передній частині циклону зменшується, а у тилівій - зростає. Аналогічний висновок є справедливим і для антициклону. У його передній частині  $\Omega_z$  за часом зменшується, а у тилівій – збільшується (треба пам'ятати, що при циклонічній циркуляції  $\Omega_z > 0$ , а при антициклонічній  $\Omega_z < 0$ ).

Другий член правої частини рівняння (4.43) характеризує *умови переносу вихору швидкості у вертикальному напрямку*. У циклоні, що розвивається, найбільша завихореність спостерігається у нижніх шарах атмосфери, а з висотою вона зменшується. Отже  $\frac{\partial \Omega_z}{\partial z} < 0$ . Якщо  $w > 0$ , тобто коли в області циклону переважають великомасштабні висхідні рухи, то  $-w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} > 0$ , тобто це приводить до збільшення  $\Omega_z$  за часом. При

низхідних вертикальних рухах  $-w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} < 0$  і завихореність за часом зменшується.

Третій член, рівняння (4.43) характеризує *вплив на завихореність меридіонального переносу повітряної маси і вихору*. Якщо повітря пересувається з півдня на північ ( $v > 0$ ), то за рахунок того, що при збільшенні широти  $\beta$  збільшується,  $v\beta > 0$  зростає, маючи знак мінус. Отже, це приводить до зменшення циклонічного і збільшення антициклонічного вихору. Навпаки, рухи повітря на південь забезпечують посилення циклонічного і послаблення антициклонічного вихору.

Перед тим, як продовжувати подальший аналіз рівняння вихору швидкості(4.43), зробимо деякі перетворення. Для цього запишемо рівність:

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \frac{\partial\omega_z}{\partial t} + u \frac{\partial\omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial\omega_z}{\partial y} + w \frac{\partial\omega_z}{\partial z}. \quad (4.44)$$

Оскільки, як вже зазначалося,  $\frac{\partial\omega_z}{\partial t} = \frac{\partial\omega_z}{\partial x} = \frac{\partial\omega_z}{\partial z} = 0$ , то після переносу перших трьох членів правої частини рівняння (4.33) ліворуч, будемо мати:

$$\begin{aligned} \frac{d(2\omega_z + \Omega_z)}{dt} = & -(2\omega_z + \Omega_z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \\ & - \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \left( \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (4.45)$$

Сума  $2\omega_z + \Omega_z$  - є вертикальною складовою абсолютного вихору  $2\omega + \Omega$ . Отже, рівняння (4.45) описує змінення за часом вертикальної складової абсолютного вихору у повітряній масі, яка знаходиться у стані руху. Якщо всі члени правої частини, на аналізі котрих зупинимося пізніше, компенсують одне одного, то будемо мати умови теореми Россбі:

$$\frac{d(2\omega_z + \Omega_z)}{dt} = 0. \quad (4.46)$$

Звідки маємо  $2\omega_z + \Omega_z = const$ . Це означає, що абсолютний вихор у повітряній масі, що пересувається, зберігає постійне значення.

Таким чином, перші три члени правої частини рівняння (4.43) разом з локальною похідною вертикальної складової відносного вихору швидкості характеризують перенос абсолютного вихору у незмінному виді з повітряною масою. Маючи це на увазі, можна стверджувати, що члени правої частини рівняння (4.45) породжують новий або змінюють, існуючий вже у середині повітряної маси, вихор швидкості. Розглянемо їх сенс.

Перший член правої частини характеризує вплив на зазначені процеси плоскої дивергенції швидкості вітру. З рівняння (4.45) виходить, що від'ємна дивергенція або конвергенція, коли спостерігається збіжність ліній току, породжує новий або посилює вже існуючий циклонічний вихор. Додатна дивергенція, навпаки, породжує новий або послаблює існуючий антициклонічний вихор. При цьому, завжди вертикальна складова абсолютного вихору більше нуля, оскільки  $2\omega_z > |\Omega_z|$ .

Другий член висвітлює вплив на завихореність змінення вертикальної швидкості  $w$  у горизонтальних напрямках. Найбільш значну роль цей фактор відіграє у гірській місцевості.

Останній член цього рівняння є вертикальною складовою вихору сили тертя, що діє на одиницю маси повітря. Фізичні уявлення і кількісні оцінки свідчать про те, що під впливом цього фактора послаблюється як циклонічний, так і антициклонічний вихори. Коли, наприклад, циклон

баротропізується, тобто стає холодним і високим утворенням, його заповнення починається у нижчих шарах тропосфери саме під дією сил тертя.

Розглянемо, нарешті, третій член рівності (4.45). Він свідчить про те, що на утворення і еволюцію вихорів синоптичного масштабу велике значення має барокліність атмосфери.

Як показав Л.Т. Матвеев, якщо на основі рівняння статички

$$p = R_c \rho T_v \quad (4.47)$$

знайти похідні по координатах  $x$  і  $y$  від густини повітря  $\rho$  і підставити їх значення у член рівності (4.45), то з урахуванням рівнянь для складових геострофічного вітру отримаємо:

$$\frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \frac{2\omega_z}{T_v} \left( u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g \frac{\partial T_v}{\partial y} \right), \quad (4.48)$$

тобто *геострофічну адвекцію віртуальної температури, яка, як відомо, характеризує не тільки адвекцію тепла або холоду, але й адвекцію вологи.* Для спрощення подальшого аналізу розглянемо такий випадок. Нехай напрямок геострофічного вітру  $\vec{c}_g$  співпадає з додатним напрямком осі  $ox$ , тобто  $c_g = u_g$ , а  $v_g = 0$  і нехай поле температури має таку структуру, що уздовж осі  $x$  температура збільшується.

У цьому випадку  $\frac{\partial T_v}{\partial x} > 0$  (спостерігається адвекція холоду або менш вологого повітря) і  $u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} > 0$ . Ясно, що такі умови приводять до того, що  $\frac{d(2\omega_z + \Omega_z)}{dt} > 0$ .

Отже, адвекція холоду породжує новий або посилює вже існуючий циклонічний вихор, а адвекція тепла – породжує новий або посилює антициклонічний вихор. Найбільш часто холодне повітря утримує менше вологи, ніж тепле повітря. У цих випадках адвекція тепла, як і вологи, діє у одному напрямку, збільшує значення барокліного члену.

Висновки про велике значення барокліного фактора у процесах цикло – і антициклогенезу добре підтверджуються практикою синоптичного аналізу. Відомо, що циклони зароджуються тільки на холодних фронтах, з якими пов'язана адвекція холоду. Розвиток циклону (падіння атмосферного тиску, збільшення масштабу циклонічного вихору, поширення його на все вищі шари атмосфери) триває до тих пір, доки у ньому спостерігається адвекція холоду. Під впливом адвекції тепла на теплому фронті у передній частині циклону формується антициклонічний

вихор, як правило, у виді гребеня високого тиску, що спостерігається перед циклоном. Коли адвекція холоду припиняється, а це буває тоді, коли циклонічний вихор заповнюється холодним повітрям, тобто з циклоном на картах баричної топографії співпадає область холоду, він починає заповнюватися під дією, як вже зазначалося вище, сили тертя. Трапляються випадки, коли в область циклону, що виникнув на полярному атмосферному фронті і вже заповнюється, втягується арктичний холодний фронт, за яким в область цього циклону починає поступати холодне арктичне повітря, тобто знову відбувається адвекція холоду. Це приводить до регенерації циклону.

Як відомо з синоптичної практики, більшість циклонів пересувається у загальному напрямку з заходу на схід. Цей напрямок руху обумовлюється адвекцією вихору швидкості під дією ведучого потоку. Але циклонічні вихори мають тенденцію відхилятися від ведучого потоку ліворуч. Л.Т. Матвеев пояснює це тим, що під впливом адвекції холоду, що спостерігається у північній частині циклону, тут збільшується циклонічний вихор. Саме у цій частині циклону за рахунок цього ефекту відбувається падіння тиску. У південній частині циклонічний вихор зменшується, що приводить до збільшення атмосферного тиску. Результатом цього є виникнення складової швидкості вітру, яку він назвав бароклинною складовою  $\vec{c}_{бар}$ . Ця складова має напрямок з півдня на північ. Отже результуюча швидкості ведучого потоку та бароклинної складової і приводить до відхилення траєкторії руху циклону ліворуч від напрямку ведучого потоку. Таким же чином обґрунтовується відомий з синоптичної практики факт відхилення траєкторії переміщення антициклонів праворуч від ведучого потоку.

Бароклинний фактор дає підстави для пояснення факту відставання руху синоптичних вихорів від швидкості ведучого потоку. Добре відомо, що швидкість циклонів на 50-80% менша швидкості переносу повітря у середній тропосфері над центром синоптичного вихору. Оскільки у звичайного циклону (циклон, що пересувається з заходу на схід) у тилівій частині спостерігається адвекція холоду і, як наслідок, зростання вихору швидкості, а в передній частині – адвекція тепла, що приводить до зменшення завихореності, з'являється бароклинна складова  $\vec{c}_{бар}$ , що має напрямок зі сходу на захід, тобто у напрямку, протилежному напрямку швидкості переносу. Ясно, що це приводить до зменшення швидкості циклону порівняно зі швидкістю ведучого потоку.

Велике значення бароклинного фактора підтверджується й даними про географічне розподілення повторюваності циклонів й антициклонів, про що піде мова у наступному пункті.

Останній член рівності (4.45) являє собою *вертикальну складову вихору сили тертя*. Під впливом цього фактора послабляється як



циклонічна, так і антициклонічна циркуляції – циклони заповнюються, антициклони руйнуються. У пограничному шарі атмосфери, де вплив сили тертя є найбільш суттєвим, цей член рівності (4.45) має знак протилежний дивергентному і однаковий з ним порядок величини. Отже, ці фактори у значній мірі компенсують один одного. Таким чином, можна зробити такий висновок: оскільки сума дивергентного члена і члена, що характеризує вихор сили тертя, дорівнює нулю, а член, що описує змінювання вертикальної складової швидкості вітру поза гірської місцевості не має суттєвого значення, *основним фактором, який впливає на змінювання абсолютного вихору, що переміщується разом з повітряними масами, є бароклінний фактор, тобто горизонтальна бароклінність атмосфери.*

#### **4.4.2 Циклонічна діяльність, поле тиску та циркуляція повітря біля земної поверхні**

Циркуляція повітря у системі циклонів та антициклонів, які постійно виникають, розвиваються й руйнуються в тропосфері позатропічних широт, є важливою складовою загальної циркуляції атмосфери. Циклонічні й антициклонічні вихори виникають в області *висотних фронтальних зон*. Ці зони характеризуються великими горизонтальними градієнтами температури у тропосфері й, як наслідок, великими горизонтальними градієнтами тиску й високими швидкостями вітру. Висотні фронтальні зони опоясують практично всю північну і південну півкулі. Найбільш сприятливі умови для виникнення циклонів створюють адвекція холоду, яка приводить до загострювання висотних фронтальних зон, й розбіжність повітряних течій у середній тропосфері. Такі умови утворюються у ряді районів північної й південної півкуль, особливо у тих районах Землі, де розташовуються так звані *енергоактивні зони океанів (ЕЗО)*.

Вплив океану на циркуляцію атмосфери є більш великомасштабним порівняно з енергоактивними зонами суші. Світовий океан відіграє роль головного акумулятора променистої енергії Сонця, з одного боку, а його діяльний шар – головного джерела тепла, що надходить в атмосферу помірних широт в холодне півріччя, з іншого боку. Велике значення для процесів акумуляції й передачі теплоти в атмосферу має хмарний покрив. Він є головним регулятором потоків променистої енергії Сонця до поверхні океану. У холодну половину року океан шляхом процесів теплообміну, а саме потоків явного і прихованого тепла, віддає атмосфері тепло, яке накопичується у теплий період року. Це тепло західно-східним переносом (найбільш великомасштабна ланка загальної циркуляції атмосфери), котрий періодично збурюється циклонічною діяльністю,

переноситься на континент. Отже, генератором загальної циркуляції атмосфери є тепловміст Світового океану, який розглядається як його довготривала пам'ять.

Розподілення ЕОЗ у північній і південній півкулях неоднакове. У результаті нерівномірного розподілення материків та океанів у північній півкулі структура ЕОЗ є більш складною. Неоднаковим є й розподілення зон з високою бароклинністю у тропосфері північної й південної півкуль. У північній півкулі поля температури й геопотенціалу у більшій мірі збурені. Узимку над океанами утворюються гребні тепла, а над материками – улоговини холоду. Оскільки осі улоговин приходяться на східні частини материків, а осі гребенів – на східні частини океанів, дельти висотних фронтальних зон розташовуються біля східних бережжів Північної Америки й Азії. Тут же відбувається інтенсивна адвекція холоду. Таким чином, в зазначених районах складаються сприятливі умови для виникнення циклонів. При описаній структурі термобаричних полів над континентами розташовуються входи висотних фронтальних зон і виникають сприятливі умови для антициклогенезу.

На рис. 4.48 утримується карта повторюваності рухомих циклонів у січні. Розглядаючи рис. 4.48, можна побачити не тільки положення областей з найбільш активним циклогенезом, але й переважаючі напрямки пересування циклонів у північній півкулі. Перша область значної повторюваності циклонів розташовується над північною частиною Атлантичного океану. Виникаючи біля східних берегів Північної Америки, циклони пересуваються у північно-східному напрямку від Ньюфаундленда на Ісландію й Баринцеве море. Дуже часто в районах Ісландії вони досягають найбільшого розвитку, тобто стають найбільш глибокими. При подальших рухах на північний схід вони заповнюються. Аналогічна картина має місце й над північчю Тихого океану. Виникаючи біля східних берегів Азії, циклони поглиблюються й пересуваються у північно-східному напрямку. Найбільш низький тиск приходиться на райони Алеутських островів. При подальшому переміщенні на північний схід до Аляски циклони заповнюються. Зазначені особливості циклогенезу й обумовлюють витягнутість області високої повторюваності рухомих циклонів у північній півкулі з південного заходу на північний схід.

На карті повторюваності рухомих циклонів можна спостерігати ще один максимум, що розташовується над Середземним морем. Він пояснюється тим, що на західній периферії улоговини, яка орієнтована зі Скандинавії на південь, відбувається інтенсивна адвекція холоду. Незважаючи на те, що над Середземним морем у середньому не спостерігається розбіжність ізогіпс, адвекція холодного повітря приводить до фронтогенезу, котрий супроводжується виникненням циклонів. Із карти виходить, що процес циклогенезу має місце над Середземномор'ям не так часто, як в районах основних максимумів циклонічної діяльності, однак

вона протікає тут більш інтенсивно, ніж усередині континенту, де циклони появляються тільки при дуже інтенсивних меридіональних процесах.

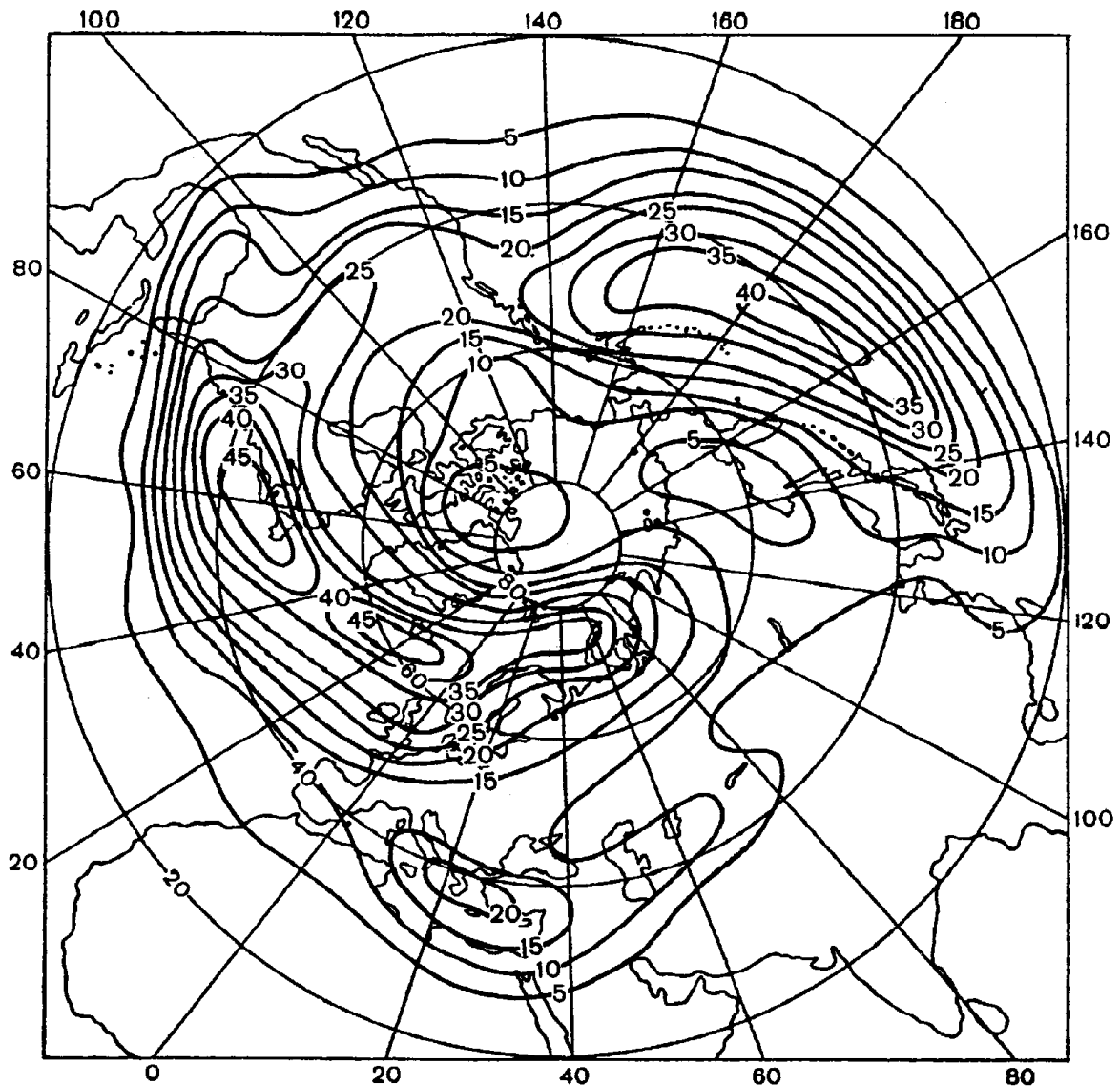
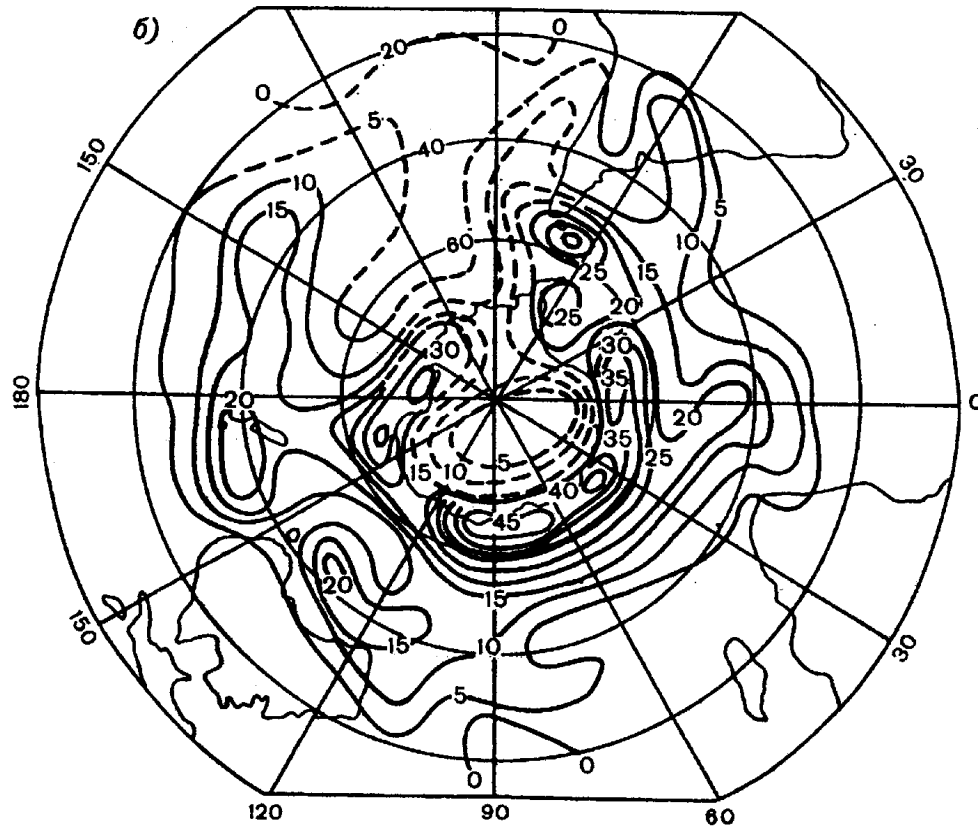
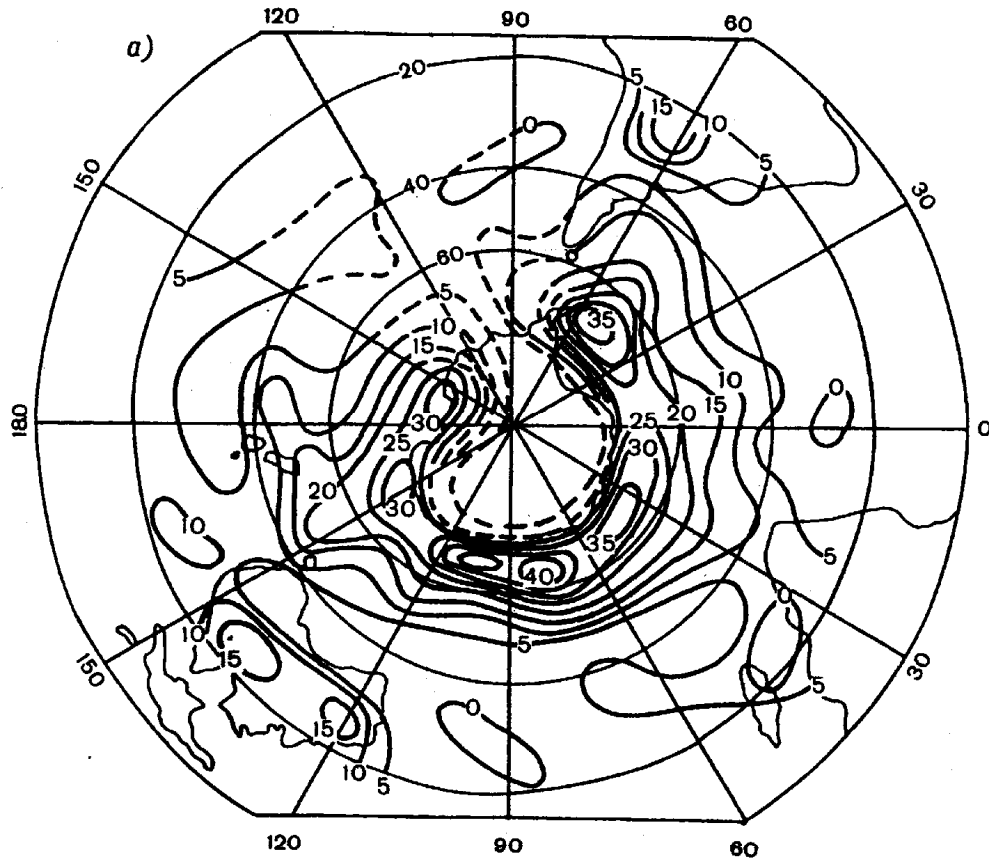


Рисунок 4.48 – Повторюваність (%) рухомих циклонів. Січень

У південній півкулі у зв'язку з більш однорідним характером підстильної поверхні конфігурація зони підвищеної повторюваності циклонічної діяльності є більш простою. Так як зона підвищених горизонтальних градієнтів температури розташовується навколо Антарктиди уздовж широтних кіл  $60-70^{\circ}$  пд., то області підвищених повторюваностей циклонів улітку (січень) (що по терміну відповідає зимі північної півкулі), утворюють смугу, що прилягає до Антарктиди (рис. 4.49а). На північ повторюваність циклонів різко зменшується, але повторюваність антициклонів зростає.



а) – зима; б) – літо

Рисунок 4.49 – Повторюваність (%) циклонів у південній півкулі

Літом у північній півкулі умови для цикло – та антициклогенезу значно відрізняються від зимових. Завдяки тому, що температура поверхні океану від зими до літа змінюється мало, а континенти літом значно прогріваються, температурні контрасти у тропосфері значно менші, ніж узимку. Це обумовлює той факт, що повторюваність циклонів у липні (рис. 4.50) над океанами значно менша, ніж повторюваність циклонів у січні. Однак вона збільшується над континентами, особливо над північно-східною частиною Азії, у зв'язку з тим, що циклони, які виникають у басейнах річок Об та Єнісей, переміщуючись на схід та північний схід, вже над Східним Сибіром та Далеким Сходом набувають найбільшого розвитку.

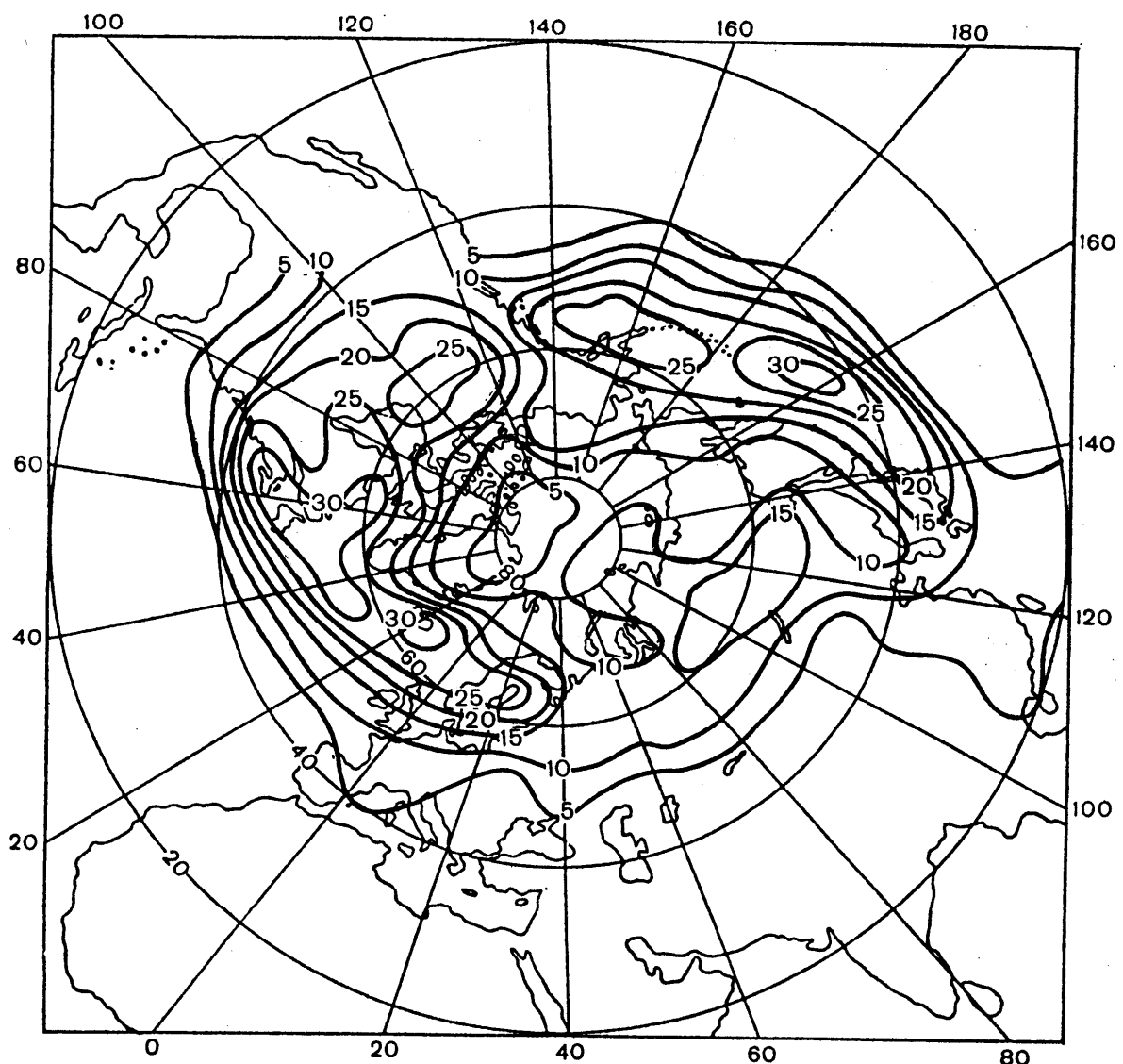


Рисунок 4.50 – Повторюваність (%) рухомих циклонів. Липень

У південній півкулі узимку, що відповідає літу північної півкулі загальна картина розподілення інтенсивності циклонічної діяльності, як впливає з рис. 4.49б, мало змінюється порівняно з літом (січень). Зона підвищеної повторюваності циклонів межує з Антарктидою.

Оскільки рухомі антициклони утворюються в області входу висотної фронтальної зони, найбільша повторюваність антициклонів узимку (рис. 4.51) була зафіксована на материках Північної Америки та Азії, тобто на схід від районів, де виявляється активна циклонічна діяльність. Вона розповсюджується й на прилеглі частини океанів. Цей факт пояснюється тим, що антициклони взагалі не виникають над океанами, а розвиваються у тилівій частині циклонів при переміщенні з материків на океани. Частинні максимуми повторюваності антициклонів виявляються над Східною Європою і Балканами, Західним Сибіром та на півночі Африки.

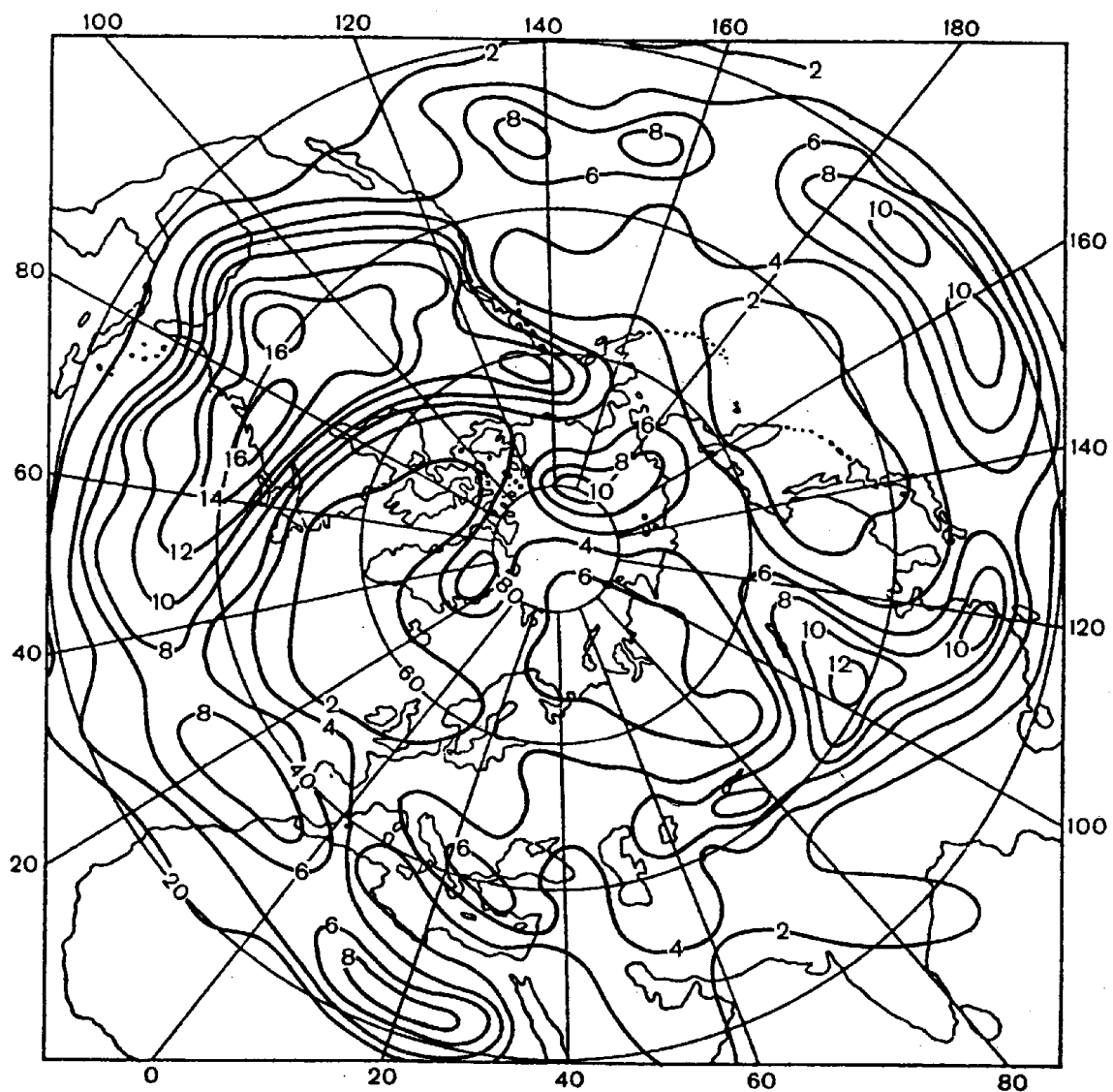


Рисунок 4.51 – Повторюваність (%) рухомих антициклонів. Січень

У протилежність циклонам, які мають тенденцію відхилятися на північ, тобто у напрямку збільшення відхиляючої дії обертання Землі, антициклони, переміщуючись під дією переважаючого західного переносу, мають тенденцію відхилятися на південь. У відповідності до цього, як впливає з рис. 4.52, у липні антициклони часто виникають над океанами у субтропіках. Збільшення повторюваності рухомих антициклонів, крім того, можна спостерігати над морями Арктичного басейну та районами континентів, що до нього прилеглі, а також Середземномор'я.

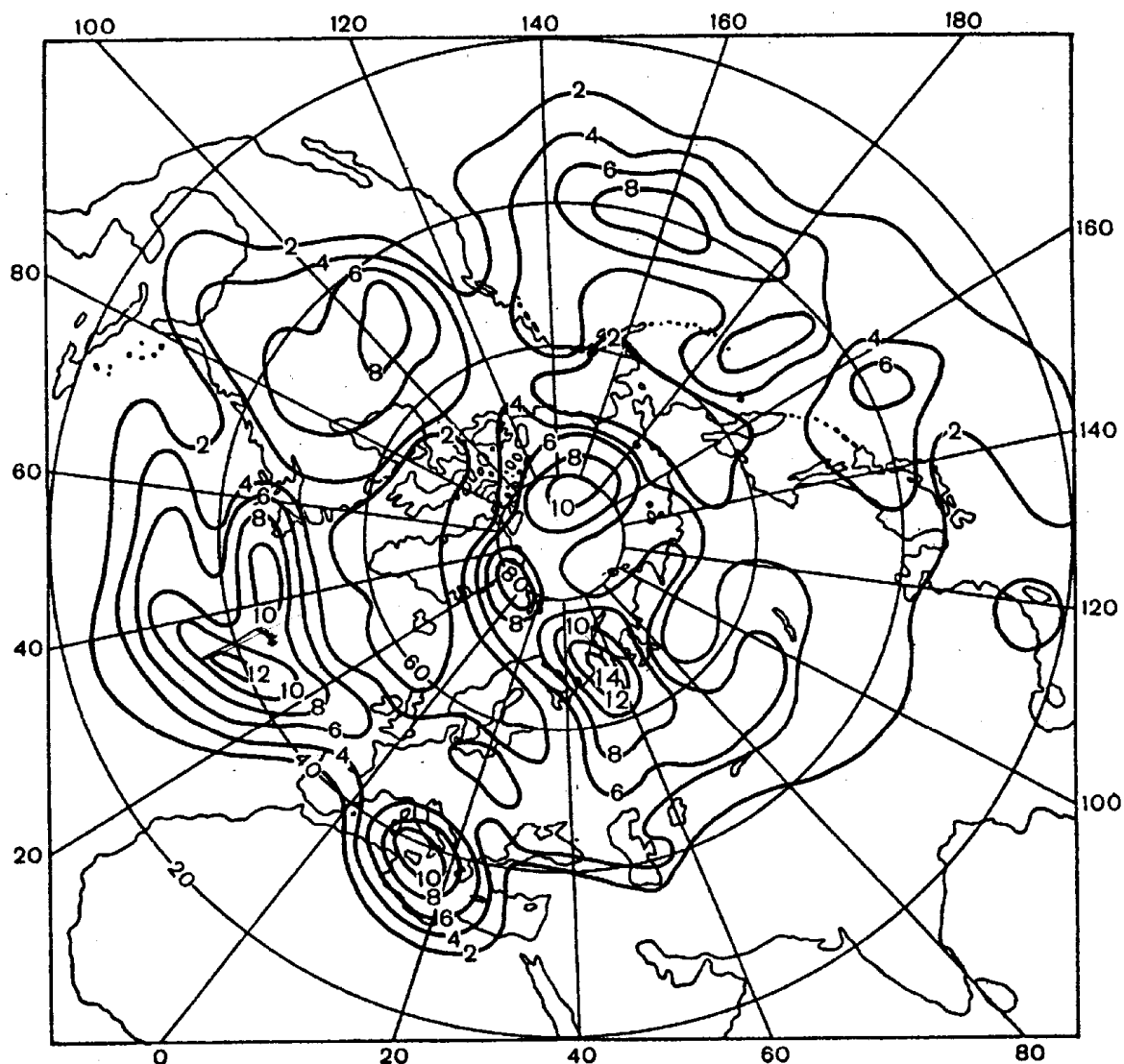


Рисунок 4.52 – Повторюваність (%) рухомих антициклонів. Липень

Особливості процесів цикло – та антициклогенезу, що описані вище, обумовлюють особливості структури поля тиску біля земної поверхні. Ці особливості можна виявити шляхом осереднення фактичних полів тиску за тривалий проміжок часу, наприклад, за місяць. На рис. 4.53 зображені поля середньомісячного тиску та система повітряних течій для січня на рівні моря.

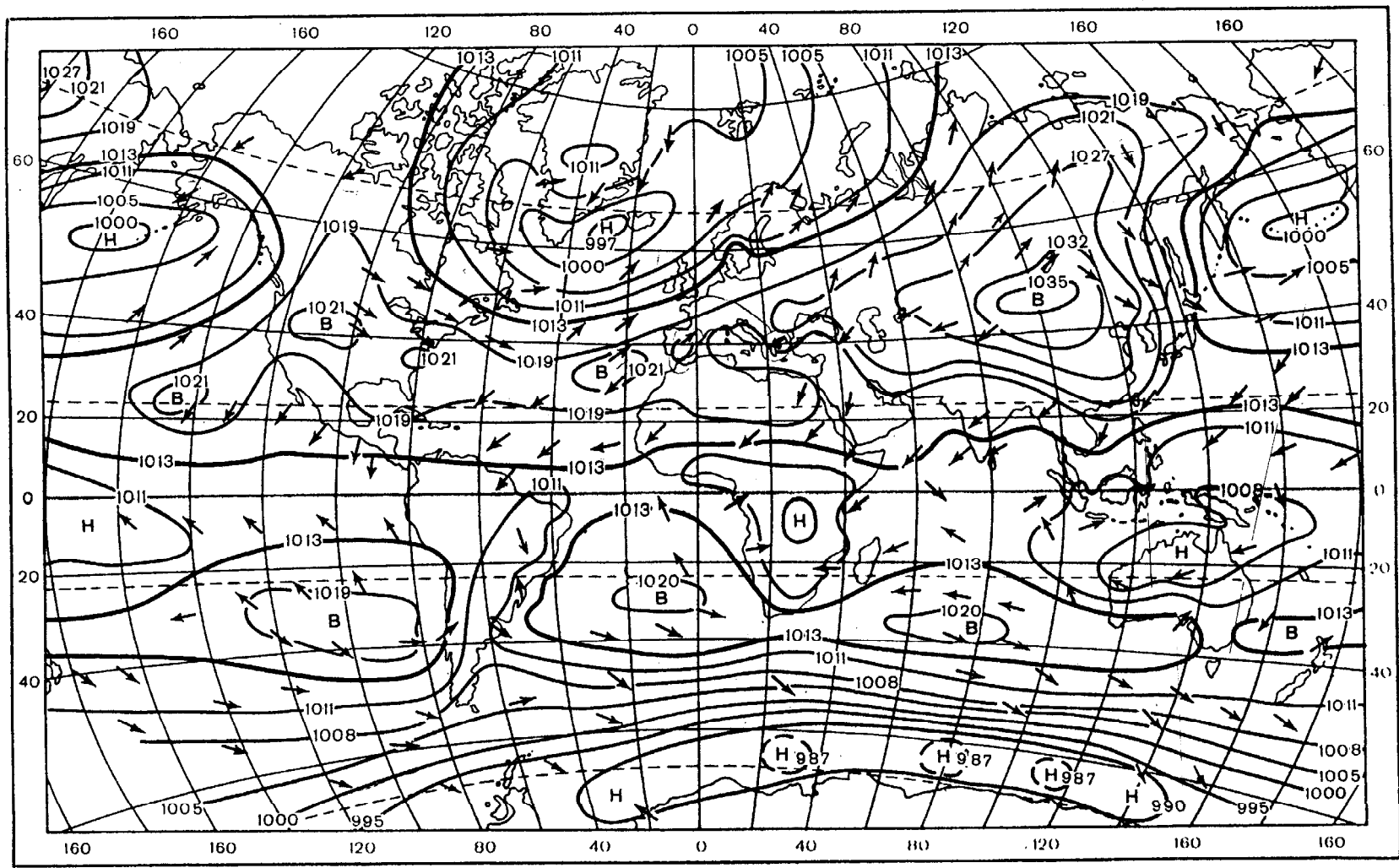


Рисунок 4.53 – Середнє поле тиску (гПа) та течії повітря на рівні моря. Січень



Із рис. 4.53 випливає, що як у північній, так і у південній півкулях у полі тиску виявляються області високого та низького тиску, які прийнято називати *центрами дії атмосфери*. Вони є результатом статистичного осереднення фактичних полів тиску та представляють великий інтерес тим, що характеризують райони, де переважає циклонічна або антициклонічна діяльність.

Як зазначалося вище, циклони, що виникають у східних узбережжів материків, пересуваючись на північний схід, найвищої інтенсивності досягають у районі Ісландії та Алеутських островів.

Завдяки тому, що в районі Ісландії повторюваність циклонів найбільша та те, що вони є тут найбільш глибокими, при осередненні поля тиску виникає обширна та глибока *депресія*, яка отримала назву *ісландської*. Саме з аналогічної причини на півночі Тихого океану спостерігається *алеутська депресія*. Підвищеній повторюваності антициклонів на континентах північної півкулі узимку відповідають *азіатський (сибірський)* та *північноамериканський* антициклони. Підвищеній повторюваності антициклонів над океанами північної півкулі відповідає *азорський* та *північнотихоокеанський максимуми*. У південній півкулі можна спостерігати *передантарктичну зону зниженого тиску* та ряд антициклонів, що розташовані у субтропіках над океанами: *південноатлантичний, південноіндійський* та *південнотихоокеанський*. У тропічному поясі південної півкулі у січні, крім того, спостерігаються літні *південноафриканський* та *австралійський циклони*.

В районі екватора між двома смугами підвищеного тиску північної та південної півкуль розташовується *приекваторіальна смуга зниженого тиску (екваторіальна улоговина)*, яка у січні знаходиться на південь від екватора. Така структура середнього поля тиску у січні утворює визначену систему течій біля земної поверхні. На північ від 60–65° пн.ш. переважають північні та північно-східні потоки, що направлені від області відносно підвищеного тиску над Арктичним басейном (слабко вираженого *арктичного антициклону*) до *ісландської* та *алеутської депресій*, та до улоговин, що від них простираються на схід та захід. У зоні 35–45° пн. ш. переважають південно-західні потоки повітря, що направлені від поясу підвищеного тиску субтропічних широт до вказаних вище депресій. На півночі східного Сибіру у зв'язку з розповсюдженням гребеня азіатського антициклону далеко на північ, південно-західні та південні вітри досягають 70° пн. ш.

Між смугою високого тиску у помірних (над континентами) та субтропічних широтах та екваторіальною улоговиною повітря біля земної поверхні переміщується з півночі та північного сходу на південь та південний схід, що обумовлює циркуляцію у тропічних широтах північної півкулі (*північно-східний пасат*).

У південній півкулі тропічних широт переважають південно-східні потоки повітря від смуги південних субтропічних антициклонів до приекваторіальної смуги зниженого тиску. Це так званий *пасат південної півкулі*. В зоні 35 – 50° пд.ш. мають місце західні та північно-західні стійкі потоки повітря. У зв'язку з великими горизонтальними градієнтами тиску, що обумовлені великими градієнтами температури, західні та північно-західні вітри у цій зоні мають великі швидкості, особливо біля південних берегів Південної Америки. Пояс західних вітрів над південною півкулею називають «*ревучими сороковими*». На південь від осі *передантарктичної улоговини* спостерігаються південно-східні потоки.

У липні, порівняно з січнем, поле тиску біля поверхні землі суттєво перебудовується у північній та мало змінюється у південній півкулі (рис. 4.54).

У зв'язку з малою повторюваністю циклонів та малою їх інтенсивністю *ісландська депресія* на карті середнього тиску повітря на рівні моря у липні проявляється слабо, а *алеутська депресія* може зникати зовсім. Практично увесь Азіатський материк займає обширна *азіатська депресія*, яка виникає за рахунок великого прогріву материка у субтропічних районах. Їх улоговини, що спрямовані на північ, північний захід та північний схід, а також на південний схід, обумовлені інтенсивністю циклонічною діяльністю над Сибіром та Далеким Сходом.

Улітку північної півкулі великої інтенсивності досягають *азорський* та *тихоокеанський* антициклони, які постійно регенеруються при входженні в їх області ядер високого тиску, що переміщуються на південний схід у тиловій частині циклонічних серій. Ці антициклони практично розташовуються на великому просторі північної половини Атлантичного і Тихого океанів. Від азорського антициклону на Європу, Середземне море та Північну Америку розповсюджуються добре виражені гребені, які відповідають підвищеній повторюваності антициклонів у цих районах північної півкулі. Тихоокеанський антициклон має також витягнутий на захід гребень. На східній його частині гребені не виявляються, що відображає вплив Кордильєр та Скелястих гір, які розташовані уздовж усього Тихоокеанського узбережжя Північної Америки майже меридіонально.

Як і у січні, у липні (рис. 4.54) у субтропічній зоні північної півкулі добре виражені *південноатлантичний*, *південноіндійський* та *південнотихоокеанський* антициклони, які разом зі слабо вираженими антициклонами над Австралією утворюють смугу високого тиску. Ця смуга відокремлюється від антарктичного антициклону *передантарктичною улоговиною*.

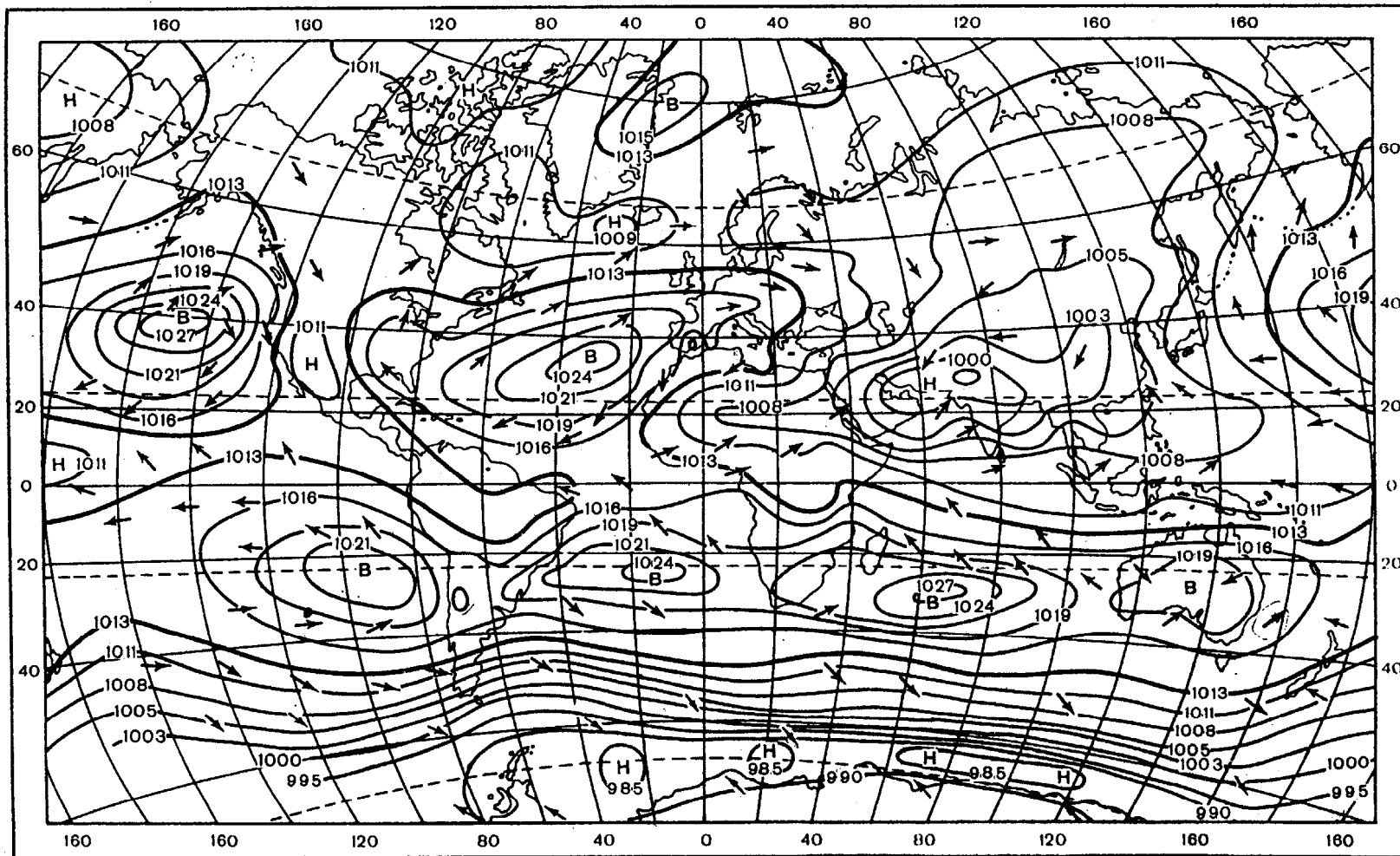


Рисунок 4.54 – Середнє поле тиску (гПа) та течії повітря на рівні моря. Липень

У відповідності з описаною структурою поля тиску у липні біля поверхні землі виникають визначені системи повітряних течій. Достатньо слабкий західний перенос захоплює високі та помірні широти північної півкулі.

Над океанами він змінюється на південно-західній, а його інтенсивність зростає. Над Азіатським материком у цей сезон в області обширної депресії циркуляція повітря є досить складною. На південь від 40° пн.ш. західний вітер змінюється на північно-західний та північно-східний, який над південним сходом та півднем Китаю, Індокитаю, північчю Індостану конвергує з південно-східним та південно-західним потоком.

Складний характер порівняно зі січнем має у липні приекваторіальна смуга зниженого тиску. Якщо над Тихим та Атлантичним океанами вона розташовується декілька на північ від географічного екватора, то в азіатській частині вона майже зливається з азіатською депресією та переміщується далеко на північ. У зв'язку з цим південно-східні потоки тропічної зони південної півкулі, що обумовлені північною периферією південноіндійського субтропічного антициклону, при переміщенні на північ перетинають екватор, змінюються на південно-західні та розповсюджуються на південну частину Азії. У тропічних районах південної півкулі над Атлантичним і Тихим океанами мають місце південно-східні потоки.

На південь від зони високого тиску південної півкулі спостерігаються північно-західні та західні потоки, інтенсивність котрих у зв'язку з ростом меридіонального градієнта температури узимку південної півкулі значно зростає. Північно-західні течії входять до передантарктичної улоговини, на південь від якої вони змінюються на південно-східні.

## **4.5 Взаємодія у тропостратосфері**

### **4.5.1 Рівняння задачі**

Аналіз фактичних даних приводить до висновку, що у тропостратосфері відбувається взаємодія різних шарів атмосфери. Вважають, що основна роль у таких взаємодіях належить тропосфері, де зароджуються й розвиваються крупномасштабні баричні утворення. Процеси, що характеризують вплив тропосфери на стратосферу, можуть бути інтерпретованими як розповсюдження баричних хвиль в атмосфері. В роботах дослідників є дані про те, що протягом більшої частини зими збурення, які зароджуються у тропосфері, просліджуються у верхній атмосфері аж до верхньої межі термосфери. Вертикальним проникненням великомасштабних тропосферних збурень пояснюється наявність

неперіодичних змінювань температури у стратосфері («вибухові» стратосферні потепління), а також формування алеутського стратосферного антициклону.

Як відомо, з гідродинамічної точки зору крупномасштабні баричні утворення описуються рівнянням еволюції вихору:

$$\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (4.49)$$

яке має таку структуру

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_z}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} \right) - w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} - \beta v - (2\omega_z + \Omega_z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \\ & - \left( \frac{\partial v}{\partial z} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (4.50)$$

Фізичний аналіз процесів, що сприяють виникненню і розвитку вихорів синоптичного масштабу, які описуються відповідними членами правої частини цього рівняння, буде проводитися пізніше. Спочатку це рівняння перетворимо за допомогою деяких припущень і спрощень. По-перше, будемо вважати, що характеристики стану повітря складаються із середніх значень і відхилень від середніх значень, тобто

$$p = \bar{p} + p', \quad (4.51)$$

$$u = \bar{u} + u', \quad (4.52)$$

$$v = \bar{v} + v', \quad (4.53)$$

$$w = \bar{w} + w', \quad (4.54)$$

а також, що  $\rho = \bar{\rho}$ ,  $T = \bar{T}$ .

Тоді за умови квазігеострофічного наближення ( $u = \bar{u} = u_g$ ;  $v = \bar{v} = v_g$ ), після проведення лінеаризації рівняння (4.50) відносно зонально осереднених характеристик атмосфери, рівняння (4.50) буде мати такий вигляд:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta^2 P + \beta \frac{\partial P}{\partial x} = l \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{\bar{H}} \right) w', \quad (4.55)$$

де  $\Delta^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ;

$$\bar{H} = \frac{R\bar{T}}{g} - \text{висота однорідної атмосфери};$$

$$l = 2\omega \sin \varphi;$$

$$\beta = \frac{\partial l}{\partial y};$$

$$P = \frac{P'}{l\bar{\rho}}.$$

Лінеаризація рівняння (4.50) полягає у тому, що спочатку у ньому замість параметрів стану підставляються їх значення у вигляді (4.51)-(4.54), а потім від отриманого рівняння віднімають рівняння (4.50), яке перед тим осереднюється.

Таким же чином, *рівняння припливу тепла*

$$\frac{dT}{dt} - \frac{\gamma_a}{\rho g} \frac{dP}{dt} = \chi^2 \Delta^2 T + \frac{\varepsilon}{c_p}, \quad (4.56)$$

в якому  $\chi^2$  - коефіцієнт теплопровідності,

після переходу до локальних похідних можна привести до такої форми:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{P}{\bar{H}} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{H}} \right) \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{g}{\bar{l}} \frac{(\gamma_a - \gamma)}{\bar{T} \cdot \bar{H}} w' = 0. \quad (4.57)$$

З рівняння (4.55) можна вилучити флуктуацію вертикальної швидкості  $w'$ . Для цього знайдемо її з рівняння (4.57):

$$w' = \frac{\bar{l} \bar{T} \bar{H}}{g(\gamma_a - \gamma)} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{P}{\bar{H}} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{H}} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right\}, \quad (4.58)$$

де  $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$  - вертикальний градієнт температури;

$\gamma_a$  - сухоадіабатичний градієнт температури,

і підставимо до правої частини рівняння (4.55), розраховавши похідну  $\frac{\partial w'}{\partial z}$

на основі рівності (4.58):

$$\frac{\partial w'}{\partial z} = -\frac{\bar{l} \bar{T} \bar{H}}{g(\gamma_a - \gamma)} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{P}{\bar{H}} \right) - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{H}} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right\}. \quad (4.59)$$

Отримаємо рівняння

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta^2 P + \beta \frac{\partial P}{\partial x} = & -\frac{\bar{l}^2 \bar{T} \bar{H}}{g(\gamma_a - \gamma)} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{P}{\bar{H}} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{H}} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right\} - \frac{\bar{l}^2 \bar{T}}{(\gamma_a - \gamma) g} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{P}{\bar{H}} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{H}} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right\} \end{aligned} \quad (4.60)$$

відносно величини  $P$ . Ця величина є функцією трьох координат  $P = P(x, y, z)$ , оскільки від трьох координат залежать фізичні величини, що її складають. Проведемо розділення змінних. Для цього будемо вважати, що величина  $P$  описується рівнянням

$$P(x, y, z) = \Pi(z) e^{i[(x-ct)K_x + yK_y]}, \quad (4.61)$$

де  $K_x = \frac{2\pi}{L_x}; \quad K_y = \frac{2\pi}{L_y};$

$L_x, L_y$  – горизонтальні масштаби збурень,

$K_x, K_y$  – хвильові числа;

$c$  – зональна фазова швидкість збурення.

Якщо тепер підставити (4.61) у рівняння (4.60), то після деяких перетворень отримаємо рівняння відносно амплітуди  $\Pi(z)$ :

$$\frac{d^2\Pi(z)}{dz^2} + K \frac{d\Pi(z)}{dz} + M\Pi(z) = 0, \quad (4.62)$$

де

$$K = \frac{1}{\bar{H}} \left[ \frac{\bar{u}}{(\bar{u} - c)} \frac{d\bar{H}}{dz} - 1 \right]; \quad (4.63)$$

$$M = \frac{1}{\bar{u} - c} \left[ \frac{1}{\bar{H}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\bar{u}}{\bar{H}^2} \frac{d\bar{H}}{dz} \right] + \beta \frac{\bar{H} \bar{D}^2}{c^2} - (K_x^2 + K_y^2) (\bar{u} - c) \frac{\bar{H} \bar{D}^2}{l^2}; \quad (4.64)$$

$$\bar{D}^2 = \frac{g(\gamma_a - \gamma)}{\bar{T} \cdot \bar{H}} - \text{параметр стійкості атмосфери.}$$

Будемо, нарешті, вважати, що

$$\Pi(z) = \varphi(z) e^{\psi}, \quad (4.65)$$

де

$$\psi = \frac{1}{2} \int K dz. \quad (4.66)$$

Тоді замість рівняння (4.62) отримаємо *основне рівняння задачі*

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} + \mu^2(z)\varphi = 0, \quad (4.67)$$

в якому

$$\mu^2(z) = -\frac{K_x^2 + K_y^2}{l^2} \bar{H} D^2 + \frac{\beta}{\bar{u} - c} \bar{H} D^2 + \frac{1}{\bar{u} - c} \left( \frac{1}{\bar{H}} \frac{d\bar{u}}{dz} - \frac{\bar{u}}{\bar{H}^2} \frac{d\bar{H}}{dz} \right) - \frac{1}{\bar{H}} \left[ \frac{1}{\bar{H}} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{u} - c} \frac{d\bar{H}}{dz} - 1 \right) \right] - \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{\bar{H}} \left( \frac{\bar{u}}{\bar{u} - c} \frac{d\bar{H}}{dz} - 1 \right) \right]. \quad (4.68)$$

Якщо зробити припущення, що висота однорідної атмосфери незмінна, а зсуви швидкості середнього зонального вітру відсутні, то формула (4.68) спрощується і має вигляд:

$$\mu_0^2(z) = -\left\{ \frac{K_x^2 + K_y^2}{l^2} D^2 + \frac{1}{4\bar{H}^2} \right\} + \frac{D^2}{\bar{u} - c} \frac{\beta}{l^2}.$$

Рівняння (4.67) є звичайним диференціальним рівнянням другого порядку, яке, на перший погляд, має простий вид. Але у дійсності це не так, оскільки коефіцієнт при другому члені цього рівняння є змінним. Тому розв'язок цього рівняння залежить від знака  $\mu^2(z)$ , а це визначається, по-перше, масштабами збурень, умовами стійкості атмосфери, градієнтом зональної швидкості вітру, співвідношенням між зональною швидкістю вітру і фазовою швидкістю хвилі. У тих шарах атмосфери, де  $\mu^2(z) > 0$ , існує періодичне по висоті рішення, а в шарах з  $\mu^2(z) < 0$  – експоненціально затухаюче. У рівнянні (4.67) коефіцієнт  $\mu^2$  називається *коефіцієнтом заломлювання*.

#### 4.5.2 Розв'язання рівняння взаємодії шарів атмосфери

Як впливає з попереднього розділу, рівняння (4.67) є звичайним диференціальним рівнянням другого порядку зі змінним за висотою коефіцієнтом  $\mu^2(z)$ . Ця обставина ускладнює отримання його розв'язку. Одним із способів розв'язування таких диференціальних рівнянь є спосіб, який називають *методом «заморожених коефіцієнтів»*. Він полягає у тому, що весь шар атмосфери, що розглядається, розділяється на ряд шарів визначеної товщини, у яких вважається, що коефіцієнт заломлення є постійним  $\mu(z_k) = \mu_k = const$ . При такому припущенні можна записати загальний розв'язок рівняння (4.67). Якщо тепер сформулювати граничну умову на нижній границі першого шару ( $k=1$ ), то за допомогою отриманого розв'язку диференціального рівняння можна розрахувати при даному  $\mu_1^2$  значення функції  $\varphi$  на верхній границі першого шару. Це



значення визначається у якості нижньої граничної умови для другого шару атмосфери ( $k = 2$ ) і при значенні коефіцієнта заломлення  $\mu(z_k) = \mu_2$  розраховується вертикальний профіль функції  $\varphi$  у другому шарі. Значення її на верхній границі другого шару визначається як нижня гранична умова для третього шару і т.д.

При такому підході треба, по-перше, визначити товщину шарів, на які розділяють тропо-стратосферу, і, по-друге, знайти значення параметрів заломлення  $\mu_k$  для кожного шару.

Загальний розв'язок диференціального рівняння(4.67) за такої умови має вигляд:

$$\varphi_k = A_k e^{i\mu_k z} + B_k e^{-i\mu_k z} \quad (k = 1, 2, \dots, m), \quad (4.69)$$

де  $A_k$  і  $B_k$  – сталі, які підлягають визначенню зазначеним вище способом.

Для отримання єдиного розв'язку, вводиться умова випромінювання в останньому шарі  $B_m = 0$ . Дослідження показали, що товщину шарів треба вибирати однаковою, і вона повинна дорівнювати  $0,1$  вертикальної довжини хвилі (біля 10 км для крупномасштабних хвиль).

Зазначений метод розв'язання задачі дає можливість на основі рівняння (4.67) записати таке рівняння:

$$\frac{d\varphi_k}{dz} + \frac{\varphi_k}{2\bar{H}_k} = \delta_{k-(k+1)} \left( \frac{d\varphi_{k+1}}{dz} + \frac{\varphi_{k+1}}{2\bar{H}_{k+1}} \right), \quad (4.70)$$

де

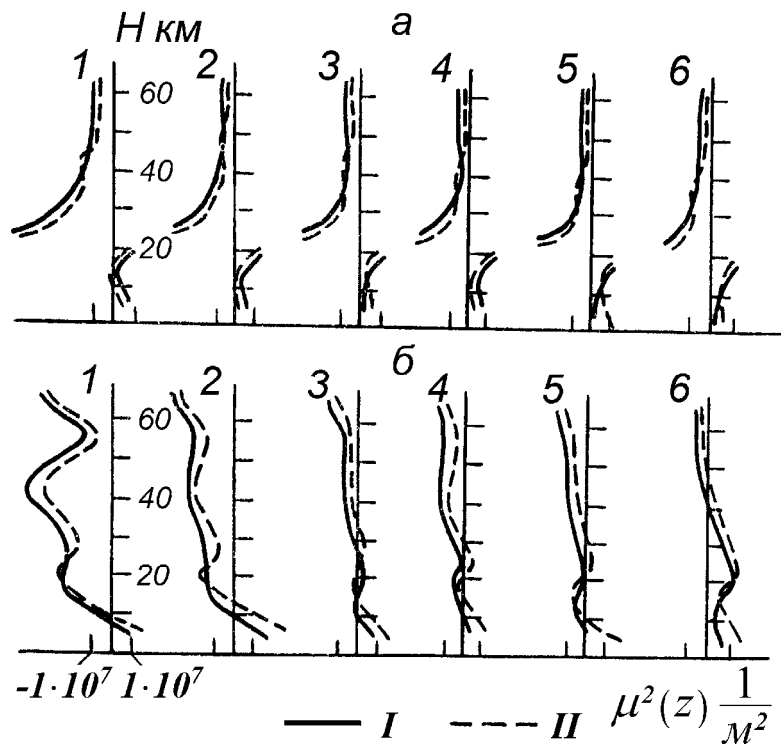
$$\delta_{k-(k+1)} = \frac{\bar{u}_{k+1}}{\bar{u}_k} \cdot \frac{T_{k+1}}{T_k} \cdot \frac{\gamma_a - \bar{\gamma}_k}{\gamma_a - \bar{\gamma}_{k+1}} e^{\frac{1}{2} \left( \frac{z_{k+1}}{\bar{H}_{k+1}} - \frac{z_k}{\bar{H}_k} \right)}. \quad (4.71)$$

Тоді, для отримання коефіцієнтів розв'язків (4.69) запишемо таку систему рівнянь:

$$\begin{cases} A_1 + B_1 = \varphi_0; \\ A_1 e^{i\mu_1 z_1} + B_1 e^{-i\mu_1 z_1} = A_2 e^{i\mu_2 z_1} + B_2 e^{-i\mu_2 z_1}; \\ A_2 e^{i\mu_2 z_2} + B_2 e^{-i\mu_2 z_2} = A_3 e^{i\mu_3 z_2} + B_3 e^{-i\mu_3 z_2}; \\ \dots\dots\dots \end{cases} \quad (4.72)$$

яка дає можливість розрахувати всі коефіцієнти  $A_1, B_1, A_2, B_2, \dots$ , а по них – значення  $\varphi(z)$ , тобто визначити характер загасання хвилі з висотою.

Як вже зазначалося, вигляд розв'язку рівняння (4.67) залежить від знака коефіцієнта  $\mu^2$ . У шарах з  $\mu^2 > 0$  існує періодичний по висоті розв'язок, а у шарах, де  $\mu^2 < 0$  - експоненціально загасаючий розв'язок. Отже, перш за все, треба розрахувати вертикальний профіль коефіцієнта заломлення. Детальні розрахунки були проведені для середніх широт (40–60° пн.ш). Хвилі розділялися на дві групи: *глобальні*, що є порівняними з материками і океанами, та *погодоутворювальні*. До останніх відносяться циклони й антициклони. Значення коефіцієнтів  $\mu^2$  і  $\mu_0^2$  для липня і січня, які розраховані для різних масштабів збурень, містяться на рис. 4.55, з якого видно, що вигляд залежностей  $\mu_0^2$  і  $\mu^2$  від висоти  $z$  у загальних рисах співпадає.



1-6 збурення за розмірами (таблиця 4.12);  
 I – основний, II – вторинний максимум;  
 а) – липень; б) – січень.

Рисунок 4.55 – Вертикальне середньомісячне розподілення коефіцієнта  $\mu^2(z)$  у середніх широтах для різних збурень

Аналіз розв'язків (4.69), при наведених на рис. 4.55  $\mu^2(z)$ , показує, що у літку у середніх широтах великомасштабні хвилі усіх розмірів проникають тільки до нижньої границі східних вітрів стратосфери, обумовлених стратосферним циркумполярним антициклоном, яка у середньому розташовується на висоті 20-22 км. Узимку верхня границя проникнення тропосферних хвиль збільшується при збільшенні горизонтальних розмірів хвиль. Крім того, як показують розрахунки, вона збільшується у період від грудня до лютого, що пояснюється переміщенням уверх й ослабленням ядра струминної течії при поступовому змінненні зимового типу циркуляції на весняний. Границя, до якої розповсюджуються тропосферні хвилі, збільшується зі збільшенням розмірів цих хвиль.

Бар'єрними шарами для вертикального проникнення тропосферних збурень є східні вітри, а також сильні західні вітри. Встановлені критичні значення західного бар'єрного вітру. Для різних розмірів тропосферних вихорів вони містяться у табл. 4.12.

Таблиця 4.12 – Критичні значення швидкості західного вітру у середніх широтах

Швидкість, м/с	60	50	30-38		17-18	
Довжина хвилі, $L_i$ , км	14 000	10 000	7000	6500	5000	3000
Хвильове число, $i$	6	5	4	3	2	1

У лютому, а також у окремі місяці осені й весни можливе проникнення у верхню стратосферу середніх широт незональних збурень глобальних розмірів, які у ряді випадків чинять вплив на стратосферну циркуляцію. Прикладом такого процесу є виникнення зимових раптових потеплінь у стратосфері й мезосфері високих широт.

## 5 ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАГАЛЬНОЇ ЦИРКУЛЯЦІЇ АТМОСФЕРИ

### 5.1 Рівняння балансу різних видів енергії

Кожний об'єм повітря володіє трьома видами енергії:

– кінетичною

$$K = \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}; \quad (5.1)$$

– потенціальною

$$\varphi = gz; \quad (5.2)$$

– внутрішньою

$$I = c_v T; \quad (5.3)$$

де  $u, v, w$  – складові швидкості вітру;

$g$  – прискорення вільного падіння;

$c_v$  – питома теплоємність повітря при постійному об'ємі;

$T$  – температура повітря.

*Види енергії*, які записані вище, називаються *питомими*, оскільки вони відносяться до одиниці маси повітря. *Енергію одиничного об'єму називають абсолютною*. Вона дорівнює питомій енергії, помноженій на густину повітря  $\rho$ .

В атмосфері постійно відбуваються перетворення одного виду енергії в інші. Для описування процесів перетворення енергій в атмосфері розглянемо *рівняння балансу різних видів енергії*. Для цього запишемо систему рівнянь динаміки одиниці об'єму повітря у вигляді:

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho K_x + \operatorname{div} \vec{F}_x, \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho K_y + \operatorname{div} \vec{F}_y, \\ \rho \frac{dw}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho + \rho K_z + \operatorname{div} \vec{F}_z. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Як відомо, прискорення сили Коріоліса визначається за допомогою такого визначника:

$$\vec{K} = 2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ u & v & w \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \end{vmatrix}, \quad (5.5)$$

де  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  – орти осей координат,

$\omega_x, \omega_y, \omega_z$  – складові кутової швидкості обертання Землі.

Якщо його розкрити, то отримаємо таке рівняння:

$$\vec{K} = 2 \left[ \vec{i} (v\omega_z - w\omega_y) + \vec{j} (w\omega_x - u\omega_z) + \vec{k} (u\omega_y - v\omega_x) \right]. \quad (5.6)$$

Таким чином,

$$K_x = v\omega_z - w\omega_y, \quad (5.7)$$

$$K_y = w\omega_x - u\omega_z, \quad (5.8)$$

$$K_z = u\omega_y - v\omega_x. \quad (5.9)$$

Підставимо тепер рівності (5.7) – (5.9) у систему рівнянь (5.4), помножимо перше з рівнянь на  $u$ , друге на  $v$ , а третє на  $w$  і складемо почленно ліві й праві частини цих рівнянь. Отримаємо:

$$\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) = - \left( u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) - g\rho w + 2\rho (uv\omega_z - uw\omega_y + vw\omega_x - uv\omega_z + uw\omega_y - vw\omega_x) + u \operatorname{div} \vec{F}_x + v \operatorname{div} \vec{F}_y + w \operatorname{div} \vec{F}_z. \quad (5.10)$$

Як видно, під знаком похідної у лівій частині рівняння (5.10) стоїть *питома кінетична енергія повітря*  $K$ . Крім того, величина, яка розташовується в дужках у третьому члені правої частини цього рівняння, дорівнює нулю. Отже маємо:

$$\rho \frac{dK}{dt} = -(\vec{c} \cdot \nabla p) - g\rho w + u \operatorname{div} \vec{F}_x + v \operatorname{div} \vec{F}_y + w \operatorname{div} \vec{F}_z. \quad (5.11)$$

Перший член правої частини рівняння (5.11) має сенс скалярного добутку вектора швидкості руху об'єму повітря

$$\vec{c} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k} \quad (5.12)$$

і вектора градієнта тиску атмосфери

$$\nabla p = \left( \vec{i} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \vec{j} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \vec{k} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (5.13)$$

Розглянемо другий член правої частини рівності (5.11). Очевидно, його можна представити так:

$$g\rho w = g\rho \frac{dz}{dt} = \rho \frac{d}{dt}(gz) = \rho \frac{d\varphi}{dt}. \quad (5.14)$$

Це означає, що він має смисл змінення за часом потенціальної енергії одиниці маси повітря. Якщо рівність (5.14) підставити у рівняння (5.11), то будемо мати:

$$\rho \frac{d}{dt}(K + \varphi) = -(\vec{c} \cdot \nabla p) + u \operatorname{div} \vec{F}_x + v \operatorname{div} \vec{F}_y + w \operatorname{div} \vec{F}_z. \quad (5.15)$$

Сума кінетичної та потенціальної енергій називається *механічною енергією*. З рівняння (5.15) випливає, що механічна енергія одиничного об'єму повітря, який рухається у потоку, змінюється під впливом роботи, яка створюється градієнтом тиску і результуючою силою тертя. Сила Коріоліса не чинить впливу на змінювання механічної енергії, як і кінетичної, про що свідчить *рівняння балансу кінетичної енергії* (5.11). Цей факт є наслідком того, що сила Коріоліса діє під прямим кутом до швидкості руху і тому роботи не виробляє.

Поставимо запитання, чи вся сила тиску й тертя перетворюється у механічну енергію?

Розглянемо частку повітря об'ємом  $dx \cdot dy \cdot dz$ , що рухається зі швидкістю  $\vec{c}(u, v, w)$ . Нехай на грань  $dydz$  діє тиск  $p$ , а на протилежну -  $(p + dp)$ . Крім того, нехай на грані  $dydz$  швидкість руху у напрямку осі  $x$  дорівнює  $u$ , а на протилежній грані -  $(u + du)$ . Робота сили тиску на грань  $dydz$  дорівнює  $pdydz$ . Очевидно, робота, що створюється цією силою в одну секунду, дорівнює  $updydx$ . На протилежній грані, що має абсцису  $(x + dx)$ , робота дорівнює

$$-(p + dp)(u + du)dydz.$$

Знак мінус позначає, що сила тиску на цю грань діє у протилежному напрямку.

Результуюча робота у напрямку осі  $x$  дорівнює:

$$updydz - (p + dp)(u + du)dydz = -(pdu + udp)dydz. \quad (5.16)$$

У рівності (5.16) добутком малих величин  $dudp$ , який є малою величиною другого порядку малості, знехтувано. Права частина її є, очевидно, частинний диференціал

$$A_x = -(pdu + udp)dydz = -d_x(up)dydz = -\frac{\partial(up)}{\partial x} dx dy dz. \quad (5.17)$$

Аналогічно міркуючи, можна показати, що результуюча робота у напрямку осі  $y$  є:

$$A_y = -\frac{\partial(\nu p)}{\partial y} dx dy dz, \quad (5.18)$$

а у напрямку осі  $oz$  :

$$A_z = -\frac{\partial(wp)}{\partial z} dx dy dz. \quad (5.19)$$

Складаючи рівності (5.17)-(5.19), отримаємо загальну роботу сил тиску, які діють на об'єм  $dx dy dz$ . Вона дорівнює:

$$A = A_x + A_y + A_z = -\left(\frac{\partial u p}{\partial x} + \frac{\partial \nu p}{\partial y} + \frac{\partial w p}{\partial z}\right) dx dy dz. \quad (5.20)$$

Позначимо роботу сил тиску, що діють на  $1 \text{ м}^3$ , через  $\tilde{A}$ . Щоб її отримати, необхідно обидві частини рівності (5.20) розділити на об'єм частки  $dx dy dz$ . Будемо мати:

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= -\left(\frac{\partial u p}{\partial x} + \frac{\partial \nu p}{\partial y} + \frac{\partial w p}{\partial z}\right) = -\left(u \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z}\right) - \\ &- p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) = -(\vec{c} \cdot \nabla p) - \rho \operatorname{div} \vec{c}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Порівнюючи рівняння (5.15) з рівнянням (5.21), приходимо до висновку, що на створення механічної енергії повітряної маси, що пересувається, витрачається лише частина  $-(\vec{c} \cdot \nabla p)$  енергії сил тиску. Міркуючи аналогічно, можна показати, що

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(u \vec{F}_x + \nu \vec{F}_y + w \vec{F}_z) &= (u \operatorname{div} \vec{F}_x + \nu \operatorname{div} \vec{F}_y + w \operatorname{div} \vec{F}_z) + \\ &+ (\vec{F}_x \cdot \nabla u + \vec{F}_y \cdot \nabla \nu + \vec{F}_z \cdot \nabla w). \end{aligned} \quad (5.22)$$

Таким чином, на створення механічної енергії одиниці об'єму повітря, що рухається з повітряною масою, витрачається також лише частина роботи сил тертя.

Крім того, з рівності (5.21) виходить, що

$$\operatorname{div} \vec{c} \cdot p = (\vec{c} \cdot \nabla p) + p \operatorname{div} \vec{c}. \quad (5.23)$$

Повернемося тепер до рівняння (5.15). Позначивши тимчасово  $K + \varphi = M$ , запишемо ліву його частину таким чином:

$$\rho \frac{dM}{dt} = \rho \frac{\partial M}{\partial t} + \rho \left[ u \frac{\partial M}{\partial x} + \nu \frac{\partial M}{\partial y} + w \frac{\partial M}{\partial z} \right] = \rho \frac{\partial M}{\partial t} + \rho (\vec{c} \cdot \nabla M). \quad (5.24)$$

Тоді рівняння (5.15), якщо використати рівності (5.22) і (5.23), можна записати так:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial M}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \vec{c} \cdot M - \rho M \operatorname{div} \vec{c} + \operatorname{div} \vec{c} \cdot p - p \operatorname{div} \vec{c} = \\ & = \operatorname{div} (u \vec{F}_x + v \vec{F}_y + w \vec{F}_z) - (\vec{F}_x \cdot \nabla u + \vec{F}_y \cdot \nabla v + \vec{F}_z \cdot \nabla w). \end{aligned} \quad (5.25)$$

Запишемо тепер рівняння нерозривності у виді:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{c} = 0. \quad (5.26)$$

Очевидно,

$$M \frac{\partial \rho}{\partial t} = -M \operatorname{div} \rho \vec{c}. \quad (5.27)$$

Враховуючи рівність (5.27), у лівій частині рівності (5.25) додамо та віднімемо  $M \frac{\partial \rho}{\partial t}$ . Будемо мати:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho M) + \rho \operatorname{div} \vec{c} \cdot M + M \operatorname{div} \vec{c} \rho + \rho M \operatorname{div} \vec{c} + \operatorname{div} \vec{c} \cdot p - \\ & - \operatorname{div} (u \vec{F}_x + v \vec{F}_y + w \vec{F}_z) = p \operatorname{div} \vec{c} - d, \end{aligned} \quad (5.28)$$

де

$$d = \vec{F}_x \cdot \nabla u + \vec{F}_y \cdot \nabla v + \vec{F}_z \cdot \nabla w. \quad (5.29)$$

Повертаючись до попереднього позначення механічної енергії і враховуючи властивість оператора дивергенції, остаточно маємо:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho (K + \varphi)] + \operatorname{div} [\rho (K + \varphi) \vec{c} + p \cdot \vec{c} - (u \vec{F}_x + v \vec{F}_y + w \vec{F}_z)] = \\ & = p \operatorname{div} \vec{c} - d. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Рівняння (5.30) є рівнянням у дивергентній формі. Воно характеризує змінювання механічної енергії у деякій точці простору за часом. У правій частині рівняння (5.30) члени компенсують один одного. Тому праву його частину можна прирівняти до нуля.

Аналогічним чином можна показати, що у дивергентній формі рівняння, яке описує еволюцію внутрішньої енергії у деякій точці простору, має вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho I) + \operatorname{div} (\rho I \cdot \vec{c}) = \rho \varepsilon, \quad (5.31)$$

де  $\varepsilon$  – швидкість притоку тепла до одиниці маси повітря.



Вона дорівнює

$$\rho \varepsilon = -\operatorname{div} \vec{Q}, \quad (5.32)$$

де  $\vec{Q}$  – потік тепла.

Складаючи рівняння (5.30) і (5.31), з урахуванням (5.32) отримаємо рівняння еволюції повної енергії в одиниці об'єму повітря:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho(K + \varphi + I)] + \operatorname{div} [\rho(K + \varphi + I)\vec{c} + p \cdot \vec{c} + \vec{Q} - \\ - (u\vec{F}_x + v\vec{F}_y + w\vec{F}_z)] = 0. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Проінтегруємо отримані рівняння еволюції механічної, внутрішньої та повної енергії одиниці об'єму повітря по об'єму  $V$  і застосуємо до отриманих результатів теорему Остроградського – Гауса:

$$\int_V \operatorname{div} (A\vec{c} + \vec{Q}) dV = \int_{\sigma} (Ac_n + Q_n) d\sigma, \quad (5.34)$$

де  $\sigma$  – поверхня, що обмежує об'єм  $V$ ,

$c_n$  і  $Q_n$  – відповідно складові векторів  $\vec{c}$  і  $\vec{Q}$  по нормалі до поверхні  $\sigma$ .

Будемо мати рівняння для механічної енергії у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho(K + \varphi) dV = - \int_{\sigma} [\rho(K + \varphi)c_n + pc_n] d\sigma + \\ + \int_{\sigma} [u\vec{F}_x + v\vec{F}_y + w\vec{F}_z]. \end{aligned} \quad (5.35)$$

З рівняння (5.35) виходить, що механічна енергія у нерухомому об'ємі повітря змінюється за часом під впливом притоку (або відтоку) самої механічної енергії через поверхню  $\sigma$ , енергії за рахунок роботи сил тиску і тертя. Під впливом молекулярного тертя механічна енергія завжди зменшується – відбувається її дисипація у внутрішню енергію, тобто в тепло.

Аналогічно для внутрішньої енергії маємо:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho I dV = - \int_{\sigma} [\rho I c_n + Q_n] d\sigma. \quad (5.36)$$

Це означає, що внутрішня енергія у нерухомому об'ємі повітря змінюється за часом за рахунок притоку внутрішньої енергії через поверхню, яка обмежує цей об'єм, а також потоку через цю поверхню зовнішнього тепла. Нарешті, для повної енергії інтегрування по об'єму і застосування теореми Остроградського – Гауса дає таке рівняння:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho(K + \varphi + I) dV = - \int_{\sigma} [\rho(K + \varphi + I)c_n + pc_n] d\sigma + \int_{\sigma} [u\vec{F}_x + v\vec{F}_y + w\vec{F}_z] d\sigma - \int_{\sigma} Q_n d\sigma. \quad (5.37)$$

У нерухомому об'ємі повітря повна енергія змінюється тільки під впливом притоку чи відтоку самої повної енергії через поверхню  $\sigma$  цього об'єму, роботи сил тиску, тертя, а також потоку тепла через поверхню  $\sigma$ .

## 5.2 Енергетичні характеристики загальної циркуляції атмосфери

Первісною причиною енергії для загальної циркуляції атмосфери є сонячна радіація. Світність Сонця, як відомо, характеризується сонячною сталою, яка дорівнює  $I_0^* = 1,37 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$ . Поперечний переріз Землі у площині екватора дорівнює  $\pi a^2$ , якщо позначити через  $a$  радіус Землі. Отже на площу цього перерізу приходиться  $1,74 \cdot 10^{14}$  кВт. Частка цієї енергії відбивається у космос. Вона характеризується альбедо Землі як планети. Вимірювання його за допомогою ШСЗ дає значення  $A = 0,28$ . Отже поглинається  $1,25 \cdot 10^{14}$  кВт або на одиницю площини  $S = 4\pi a^2$  поверхні Землі –  $244 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$  за добу. Такою ж є потужність теплового випромінювання Землі у інфрачервоному діапазоні.

Як зазначалося у попередньому розділі, три види енергії притаманні атмосфері. Розглянемо їх кількісні характеристики.

*Внутрішня енергія* всієї маси атмосфери  $m$ :

$$I = \int_m c_v T dm. \quad (5.38)$$

Вона дорівнює  $8,6 \cdot 10^{23}$  Дж. Це відповідає значенню  $1,7 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>2</sup>.

*Потенціальна енергія* всієї атмосфери визначається рівністю:

$$\varphi = \int_m gz dm \quad (5.39)$$

і має значення  $3,6 \cdot 10^{23}$  Дж або  $7,2 \cdot 10^8$  Дж/м<sup>2</sup>. У квазістатичному наближенні справедливим є основне рівняння статички атмосфери

$$dp = -g \rho dz . \quad (5.40)$$

Оскільки одиниця площини поверхні дорівнює  $1\text{м}^2$ , то елементарний об'єм дорівнює

$$dV = 1\text{м}^2 \cdot dz .$$

Отже диференціал маси є

$$dm = \rho dV = \rho 1\text{м}^2 \cdot dz = \rho dz . \quad (5.41)$$

Тоді рівняння статки (5.40) приймає форму:

$$dp = -g dm . \quad (5.42)$$

Знайдемо *потенціальну енергію стовпа атмосфери з площиною перерізу  $1\text{м}^2$* , що простирається від земної поверхні ( $z=0$ ), де тиск атмосфери дорівнює  $p_0$ , до верхньої межі атмосфери ( $z=\infty$ ), де  $p=0$ . Вона дорівнює:

$$\varphi = \int_m z g dm = - \int_{p_0}^0 z dp . \quad (5.43)$$

Очевидно,

$$d(zp) = z dp + p dz ,$$

звідки

$$z dp = d(zp) - p dz . \quad (5.44)$$

Підставимо рівність (5.44) до рівняння (5.43). Будемо мати:

$$\varphi = - \int_0^{\infty} d(zp) + \int_0^{\infty} p dz . \quad (5.45)$$

Перший член правої частини рівняння (5.45) дорівнює нулю. Дійсно

$$\int_0^{\infty} d(zp) = zp \Big|_0^{\infty} - zp \Big|_{\infty}^0 . \quad (5.46)$$

На верхній межі атмосфери  $p=0$ , а на поверхні Землі  $z=0$ . Тому і перший, і другий члени правої частини (5.46) дорівнюють нулю. Якщо тепер використати у підінтегральному виразі рівняння стану  $p = R_c \rho T$ , то отримаємо для *потенціальної енергії* таку формулу:

$$\varphi = \int_0^{\infty} R_c \rho T dz \quad (5.47)$$

або, якщо повернутися знову до маси повітря,

$$\varphi = \int_m R_c T dm. \quad (5.48)$$

Сума внутрішньої та потенціальної енергій називається *лабільною енергією*  $\Pi$ . Якщо скласти рівності (5.38) і (5.48), які визначають ці види енергії, то отримаємо

$$\Pi = I + \varphi = \int_m c_v T dm + \int_m R_c T dm = \int_m (c_v + R_c) T dm.$$

Але сума питомої теплоємності при постійному об'ємі  $c_v$  і питомої газової сталої сухого повітря  $R_c$  за рівнянням Маєра дорівнює питомій теплоємності при постійному тиску  $R_c + c_v = c_p$ . Тоді маємо:

$$\Pi = \int_m c_p T dm. \quad (5.49)$$

Як відомо, величина  $c_p T$  є *ентальпією (тепловмістом)* одиничної маси повітря. Отже, як виходить з рівняння (5.49), *лабільна енергія* одиничного вертикального стовпа повітря у квазістатичному наближенні дорівнює його тепловмісту. У середньому вона складає  $2,42 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>2</sup>, а для всієї атмосфери –  $1,22 \cdot 10^{24}$  Дж.

Помножимо ліву й праву частини рівняння (5.49) на  $\frac{c_v}{c_p}$ :

$$\frac{c_v}{c_p} \Pi = \frac{c_v}{c_p} \int_m c_p T dm = \int_m c_v T dm = I$$

Отже, маємо рівняння для *внутрішньої енергії*

$$I = \frac{c_v}{c_p} \Pi \quad (5.50)$$

або після підстановки значень теплоємностей

$$I = 0,71 \Pi. \quad (5.51)$$

Таким чином, зазначена частка *лабільної енергії* приходить на внутрішню енергію. Ясно, що на потенціальну енергію залишається:

$$\varphi = \Pi - 0,71 \Pi = 0,29 \Pi. \quad (5.52)$$

Як відомо, при адіабатичному процесі характеристикою стану повітря є потенціальна температура, яка має зв'язок з молекулярною температурою за допомогою рівняння:

$$\theta = T \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_c}{c_p}}. \quad (5.53)$$

З урахуванням рівняння Маєра рівняння (5.53) можна перетворити таким чином

$$T = \theta \left( \frac{p}{1000} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad (5.54)$$

де  $\kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$ .

Використовуючи рівняння (5.54), представимо рівняння для *лабільної енергії* у вигляді:

$$\Pi = \int c_p \theta \left( \frac{p}{1000} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} dm. \quad (5.55)$$

У рівності (5.55) інтегрування розповсюджується на всю атмосферу.

Припустимо, що в атмосфері відбуваються адіабатичні рухи і атмосфера перейшла в такий стан, коли всі її параметри стану зберігають постійні значення на ізоентропічній поверхні  $\theta = const$ , у тому числі й атмосферний тиск  $p_* = p(\theta)$ . Це означає, що ізобаричні поверхні співпадають з ізоентропічними поверхнями. Тоді, як показав Е. Лоренц, лабільна енергія досягає свого мінімуму  $\Pi_* = \min \Pi$ . Очевидно цей мінімум лабільної енергії, що називається *недоступною лабільною енергією*, дорівнює:

$$\Pi_* = \int c_p \theta \left( \frac{p_*}{1000} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} dm. \quad (5.56)$$

Різниця між повною лабільною енергією й недоступною називається *доступною лабільною енергією*  $\Pi_g$ :

$$\begin{aligned} \Pi_g &= \Pi - \Pi_* = \int c_p \theta \left( \frac{p}{1000} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} dm - \int c_p \theta \left( \frac{p_*}{1000} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} dm = \\ &= \int c_p \frac{\theta}{(1000)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \left[ p^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - p_*^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] dm. \end{aligned} \quad (5.57)$$

*Доступна лабільна енергія* це та частина повної лабільної енергії, яка при адіабатичному процесі спроможна перетворитися у кінетичну енергію.

За оцінками А. Оорта, доступна лабільна енергія вертикального стовпа повітря у середньому для атмосфери складає  $5,5 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$ .

Знайдемо, яку частку повної лабільної енергії містить доступна лабільна енергія. Очевидно ця частка є  $\frac{5,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2}{2,42 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^2} = 2,27 \cdot 10^{-3}$  або біля 0,2%

всієї лабільної енергії.

Отже, доступна лабільна енергія складає лише дуже маленьку частку від всієї лабільної енергії. Але не вся вона перетворюється у кінетичну енергію. Оцінки показують, що у середньому кінетична енергія вертикального стовпа повітря дорівнює лише четвертій частині доступної лабільної енергії, тобто  $K = 1,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2$ . Дві третини енергії Сонця, яка засвоюється Землею як планетою, йде на нагрівання атмосфери, верхніх шарів океану та континентів, а одна третина – на випаровування води. Лише дуже мала частина цієї енергії витрачається на генерацію кінетичної енергії. По сучасних оцінках швидкість генерації кінетичної енергії для атмосфери у цілому складає  $\frac{\partial K}{\partial t} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ кВт}$ , а для стовпа повітря з

одиночною площиною перерізу –  $4 \text{ Вт/м}^2$ , тобто лише 1,6% від кількості радіації, що засвоюється. Така мала ефективність атмосферної теплової машини і приводить до того, що кінетична енергія складає лише незначну частку (біля 0,06%) від повної енергії атмосфери.

За оцінками А. Оорта, основний енергетичний цикл атмосфери полягає у такому. Сонячна радіація, що надходить на Землю, переходить зі швидкістю  $4 \text{ Вт/м}^2$  у доступну лабільну енергію, а остання з такою ж швидкістю переходить у кінетичну енергію. Кінетична енергія під впливом в'язкості повітря дисипується у тепло з такою ж швидкістю. Можна зробити оцінку терміну генерації кінетичної енергії атмосфери, а також її вироджування під дією сил поверхневого тертя. Для цього треба розділити значення кінетичної енергії на швидкість її генерації (або дисипації). Отримаємо:

$$K \cdot \left( \frac{\partial K}{\partial t} \right)^{-1} = \frac{1,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2}{4 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}} = 3,75 \cdot 10^5 \text{ с}.$$

Це складає біля 4,4 діб. Правда існують оцінки швидкості генерації кінетичної енергії й інших дослідників, які відрізняються від наведеної вище. Всі вони знаходяться у проміжку від 2 до  $10 \text{ Вт/м}^2$ . Спираючись на цих оцінках, можна зробити висновок, що термін поновлення кінетичної

енергії коливається від 0,5 до 8 діб. Але треба пам'ятати, що при оцінках використовувалося середнє значення кінетичної енергії. По оцінках Е. П. Борисенкова, кінетична енергія всієї атмосфери північної півкулі складає  $1,9 \cdot 10^{20}$  Дж улітку і  $4 \cdot 10^{20}$  Дж узимку, а для всієї атмосфери південної півкулі –  $3,9 \cdot 10^{20}$  Дж літом і  $7,1 \cdot 10^{20}$  Дж зимою. Якщо врахувати її коливання, то можна отримати термін поновлення кінетичної енергії від 2 діб до 3 тижнів.

На рис. 5.1 наводиться схема перетворення різних видів енергії, яка побудована А. Оортом шляхом осереднення по усій північній півкулі. На ньому  $\bar{P}$  і  $\bar{K}$  – доступна лабільна і кінетична енергії осередненої зональної циркуляції атмосфери, а  $P'$  і  $K'$  – флуктуації цих видів енергії, що обумовлюються головним чином вихорами синоптичного масштабу.

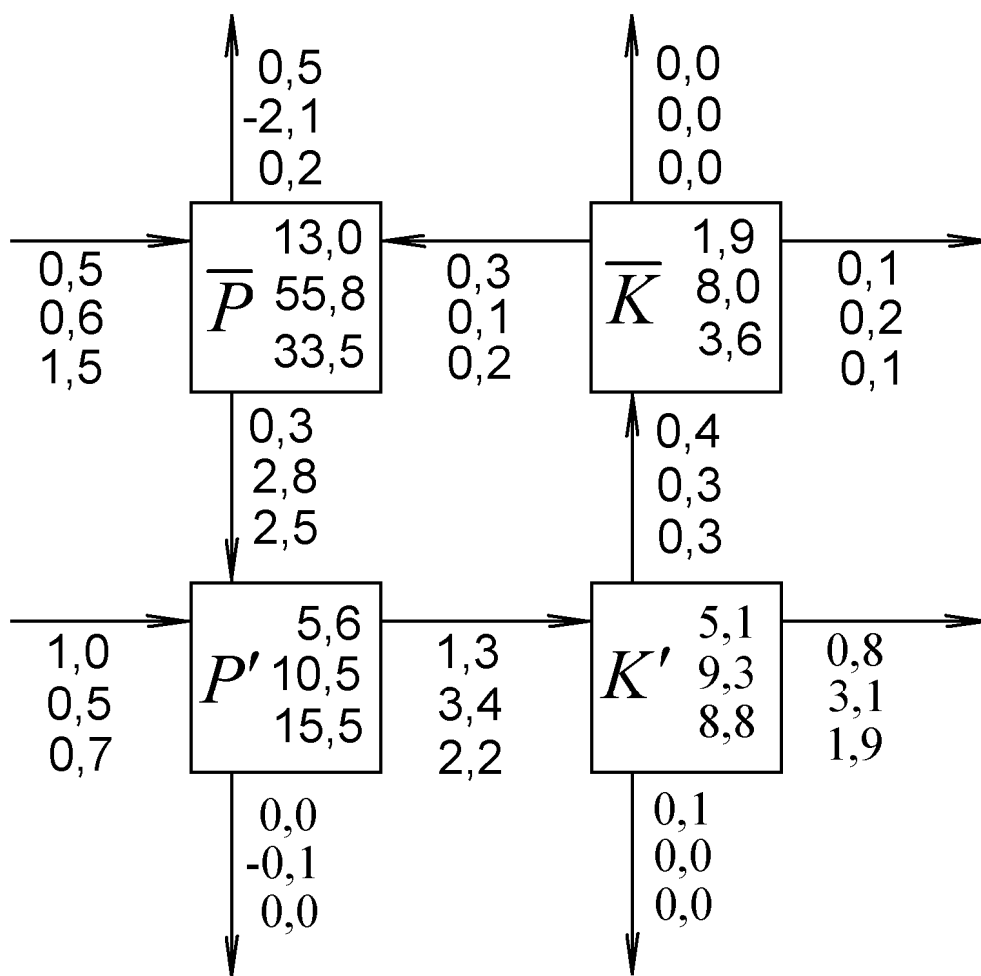


Рисунок 5.1 – Діаграма перетворень енергії в атмосфері північної півкулі (Дж/м<sup>2</sup>) (значення треба збільшити у 10<sup>5</sup> разів)

Всередині квадратів знаходяться значення відповідних енергій вертикального стовпа, якщо їх збільшити у  $10^5$  Дж/м<sup>2</sup>. Стрілками позначені можливі шляхи перетворення видів енергії, а цифри біля них – швидкості перетворення у Вт/м<sup>2</sup>. При цьому верхні цифри відносяться до літньої пори року, середні до зими, а нижні до осереднених за рік значень. На рис. 5.1 показано, що доступна лабільна енергія найбільш крупномасштабної ланки загальної циркуляції атмосфери – зональної циркуляції, поповнюється за рахунок поглинання сонячної радіації (стрілки ліворуч від відповідних квадратів). Частина її переходить у доступну лабільну енергію вихорів синоптичного масштабу. Крім того, остання поповнюється ще й за рахунок безпосереднього засвоювання сонячної енергії.

Вихрова доступна лабільна енергія  $P'$  переходить із зазначеними швидкостями (найбільше їх значення 3,4 Вт/м<sup>2</sup> приходиться на зиму) у кінетичну енергію вихорів синоптичного масштабу, а остання – у кінетичну енергію осередненої зональної циркуляції. Кінетична енергія вихорів  $K'$  крім того безпосередньо дисипірується у тепло за рахунок сил молекулярного тертя (стрілки праворуч від відповідного квадрату). Кінетична енергія осередненої зональної циркуляції частково дисипірується у тепло, а частково перетворюється у доступну лабільну енергію зональної циркуляції. Таким чином, перетворення доступної лабільної енергії осередненої зональної циркуляції у кінетичну енергію цієї циркуляції може відбуватися лише завдяки вихоровим процесам в атмосфері у системах циклонів і антициклонів, що утворюються, як зазначалося вище, у зонах високої бароклинності.

На рис. 5.1 стрілками уверх і вниз позначаються процеси енергообміну північної півкулі з південною. Влітку і у середньому за рік відбувається відтік енергії у південну півкулю зі швидкостями 0,5–0,2 Вт/м<sup>2</sup>, а взимку приплив  $\bar{P}$  у північну півкулю зі швидкістю 2,1 Вт/м<sup>2</sup>. Взимку також відбувається незначний приплив вихрової доступної лабільної енергії з південної півкулі.



## 6 ОСОБЛИВОСТІ ВЗАЄМОДІЇ АТМОСФЕРИ І ОКЕАНУ

### 6.1 Характеристика циркуляції в океані

#### 6.1.1 Загальні принципи гідродинамічного моделювання процесів в океані

Рухи в океані розрізняються по просторових  $L$  і часових  $\tau$  масштабах на два класи: дрібно – і мезомасштабні та крупномасштабні. До першого класу відноситься турбулентність океанічних вод ( $L \approx 10^{-4} \dots 10$  м;  $\tau \approx 10^{-3} \dots 10^2$  с); вертикальна тонка шарова структура ( $L \approx 10^{-3} \dots 10$  м;  $\tau \approx 1$  хв...10 год.); акустичні хвилі ( $L \approx 10^{-2} \dots 10^2$  м;  $\tau \approx 10^{-3} \dots 10^0$  с), крім того, до цього класу належать внутрішньогравітаційні хвилі, інерційні коливання, припливи. Другий клас складають синоптичні процеси - фронтальні й вільні океанічні вихори й хвилі Россбі ( $L \approx 10^2 \dots 10^3$  км;  $\tau \approx 1$  доба); сезонні коливання – головним чином мусонні течії ( $L \approx 10^3$  км;  $\tau \approx 1$  рік); головні квазістаціонарні течії у верхніх шарах океану ( $L \approx 10^3 \dots 10^4$  км;  $\tau \approx 1$  рік і більше), повільні термохалінні течії у всій товщині океану ( $L \approx 10^3 \dots 10^4$  км;  $\tau \approx 10^0 \dots 10^2$  років).

Статистичний ансамбль крупномасштабних рухів й утворює загальну циркуляцію океану. Як і в атмосфері, в океані індивідуальному описуванню підлягають синоптичні та глобальні процеси. Їх також можливо описати спрощеними рівняннями гідродинаміки. До системи цих рівнянь належать:

*рівняння статички*

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho_w, \quad (6.1)$$

де  $\rho_w$  - густина океанічної води;

*рівняння руху у сферичній системі координат*

$$\frac{dv_\lambda}{dt} - \frac{ctg\theta}{a} v_\lambda^2 - 2\omega \cos\theta v_\lambda = -\frac{1}{a\rho_w} \frac{\partial p}{\partial \theta} + f_\theta; \quad (6.2)$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{ctg\theta}{a} v_\theta v_\lambda + 2\omega \cos\theta v_\theta = -\frac{1}{a\rho_w \sin\theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + f_\lambda; \quad (6.3)$$

рівняння нерозривності

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial v_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} \right) = 0. \quad (6.4)$$

Рівняння (6.1) і (6.4) свідчать про те, що рухи в океані розглядаються у квазістатичному і бездивергентному наближенні. В рівняннях (6.2) і (6.3) останні члени визначають прискорення сил тертя. Вони описуються такими рівняннями:

$$\rho_w f_\theta = \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial \tau_{\theta\theta} \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta\lambda}}{\partial \lambda} \right) - \frac{\text{ctg} \theta}{a} \tau_{\lambda\lambda}, \quad (6.5)$$

$$\rho_w f_\lambda = \frac{\partial \tau_{\lambda z}}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial \tau_{\theta\lambda} \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\lambda\lambda}}{\partial \lambda} \right) + \frac{\text{ctg} \theta}{a} \tau_{\lambda\theta}. \quad (6.6)$$

Умови на границі для поля швидкості руху на дні океану, характеристики рельєфу якого відомі  $z = -h_w(\theta, \lambda)$ , визначаються таким чином:

$$v_\theta = v_\lambda = v_z = 0.$$

Граничні умови на поверхні океану  $z = \xi(\theta, \lambda, t)$  визначаються не так просто. Справа у тому, що функція  $\xi(\theta, \lambda, t)$  відіграє значну роль для динаміки океану, а вона є невідомою функцією, що підлягає визначенню із кінематичної граничної умови:

$$v_z = \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \lambda} - \frac{1}{\rho_w} (m - E - E_f), \quad (6.7)$$

де  $m$  – швидкість випадіння опадів;

$E$  – швидкість випаровування;

$E_f$  – потік води за рахунок замерзання води або танення льоду.

На узбережжях океану горизонтальна швидкість повинна дорівнювати нулю скрізь, окрім гирла річок.

До наведених рівнянь треба додати ще *рівняння стану океанічної води*:

$$\rho_w - \rho_{w0} = -\alpha_0 \rho_{w0} (T - T_0) + \gamma_0 \rho_{w0} (s - s_0), \quad (6.8)$$

де  $T_0, s_0, T, s$  – значення температури та солоність води,  
 $\alpha_0$  і  $\gamma_0$  – константи.

Рівняння стану (6.8) пов'язує густину океанічної води з її температурою і солоністю. Останні дві фізичні величини теж потребують описання. Воно здійснюється шляхом додання до системи розглянутих вище рівнянь *рівняння еволюції ентропії*  $\eta_w$  та *рівняння еволюції солоності*  $s$

$$\frac{d\eta_w}{dt} = \frac{\varepsilon}{T} - \left[ \frac{\partial Q_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial Q_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial Q_\lambda}{\partial \lambda} \right) \right]; \quad (6.9)$$

$$\frac{ds}{dt} = - \left[ \frac{\partial I_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial I_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial I_\lambda}{\partial \lambda} \right) \right]. \quad (6.10)$$

У рівняннях (6.9) і (6.10) величини мають такі значення:

$\varepsilon$  – швидкість припливу теплоти до одиниці маси океанічної води за рахунок поглинання променистої енергії у верхніх шарах океану та дисипації кінетичної енергії;

$Q_i$  і  $I_i$  – складові потоків ентропії та солоності.

До рівняння (6.9) треба додати *рівняння для ентропії*, яке у диференціальній формі має такий вигляд:

$$d\eta_w = \frac{c_p}{T} dT - \frac{\alpha}{p} dp - \frac{\partial \mu}{\partial t} ds, \quad (6.11)$$

у якому

$\alpha$  – коефіцієнт термічного розширення;

$p$  – тиск;

$\mu$  – хімічний потенціал води.

Граничною умовою на поверхні океану для рівняння (6.9) є рівняння балансу тепла, в якому необхідно параметризувати залежність альbedo  $A$  від кута висоти Сонця і від хвилювання поверхні води:

$$H = (1 - A) F_s^\downarrow + F_L^\uparrow - B(T_s) - P_T - LE + H_p + H_{w_i}, \quad (6.12)$$

де  $H$  – змінення тепловмісту;

$F_s^\downarrow$  – сумарна короткохвильова радіація Сонця;

$F_L^\uparrow$  – потік довгохвильової радіації на поверхню води з глибини;  
 $B(T_s)$  – потік теплової радіації з поверхні;  
 $P_T$  – потік явної теплоти;  
 $LE$  – потік прихованої теплоти;  
 $H_p$  – потік тепла за рахунок опадів;  
 $H_{w_i}$  – тепло кристалізації.

Граничною умовою для рівняння (6.10) є рівняння балансу солі:

$$I_s = -S(P - E - E_{w_i}), \quad (6.12)$$

де  $I_s$  – потік солі у глибину океану;  
 $P$  – швидкість випадіння опадів;  
 $E$  – швидкість випаровування;  
 $E_{w_i}$  – швидкість кристалізації.

Для дна океану і узбережжів для рівнянь (6.9) і (6.10) є умова рівняння нулю нормальних компонентів потоків тепла і солі.

Верхній шар океану, у тому числі й шар перемішування, зі шаром стрибка і сезонним термоклинном під ним, може бути параметризованим виходячи із принципу подібності вертикальних профілів температури й солоності, що реалізується формулою Китайгородського:

$$T = \begin{cases} T_s, & \text{при } \xi \geq z \geq -h_0; \\ T_s - (T_s - T_1) F_\Gamma \left( \frac{h_0 + z}{h_0 - h_1} \right), & \text{при } -h_0 \geq z \geq -h_1, \end{cases} \quad (6.13)$$

де  $h_0$  – товщина верхнього шару перемішування;  
 $h_1$  – глибина нижньої границі сезонного термоклинну;  
 $T_1$  – температура на глибині  $h_1$ ;  
 $T_s$  – температура на поверхні океану;  
 $F_\Gamma$  – деяка квазіуніверсальна функція.

Аналогічна формула застосовується і для солоності. Параметри  $T_s$ ,  $T_1$ ,  $S_s$ ,  $S_1$ ,  $h_0$  і  $h_1$  повинні знаходитися з рівнянь, що складаються за допомогою рівнянь (6.9) і (6.10), граничних умов, а також додаткових напівемпіричних співвідношень (наприклад, рівнянь для турбулентної енергії і швидкості дисипації турбулентної енергії).

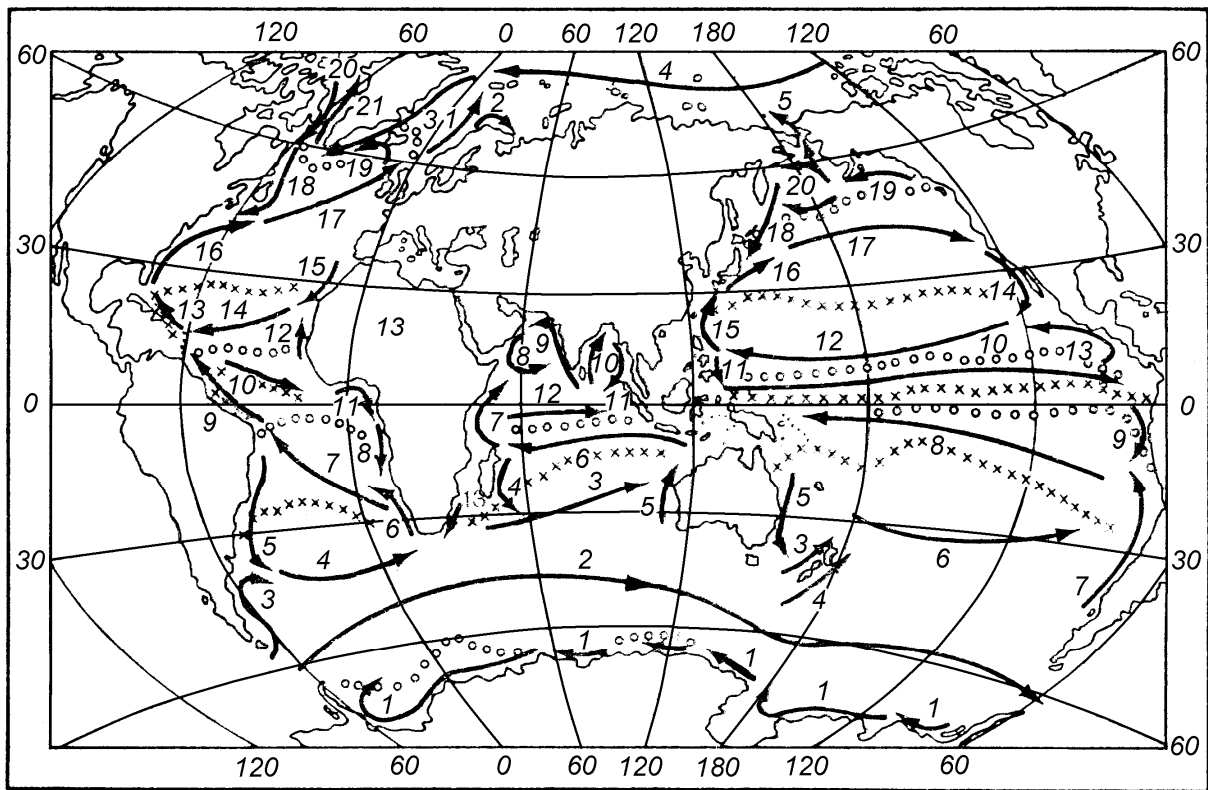
## 6.1.2 *Складові загальної циркуляції океану*

### 6.1.2.1 *Квазістаціонарні крупномасштабні течії в океані*

Однією з важливіших властивостей загальної циркуляції океану є наявність квазістаціонарних крупномасштабних течій. Йдеться про те, що ці течії завжди спостерігаються в акваторіях Світового океану, хоча можуть зазнавати у визначених місцях значних сезонних коливань. Океанічні течії знаходяться у добрій відповідності з динамічною топографією поверхневих вод, тобто з розподілом висот цієї поверхні над глибинним рівнем  $15 \cdot 10^6$  Па, що розраховуються за допомогою рівняння гідростатики по даних гідрологічних станцій про вертикальний розподіл густини води. Відповідність полягає у тому, що ізолінії динамічних висот поверхні океану приблизно співпадають з лініями току крупномасштабних рухів. Осі улоговин динамічних висот відповідають лініям дивергенції поверхневих течій, на яких відбувається розходження поверхневих вод і, як наслідок, підняття глибинних вод (*апвеллінг*). Навпаки, осі гребенів динамічної топографії відповідають лініям конвергенції, де відбувається сходження поверхневих вод і їх опускання в глибини (*даунвеллінг*). Лінії дивергенції і конвергенції поділяють карту поверхневих течій на квазіширотні динамічні зони. Послідовно з півдня на північ земної кулі розташовуються: антарктична дивергенція, антарктична конвергенція (вона є й південним полярним океанічним фронтом), південна субтропічна конвергенція, південна тропічна дивергенція, північна тропічна конвергенція, північна тропічна дивергенція, північна субтропічна конвергенція, північна полярна конвергенція (вона є північним полярним океанічним фронтом) і субполярна дивергенція (рис. 6.1).

Важливу роль у Світовому океані відіграють Південна й Північна пасатні течії, що йдуть від південної тропічної й північної тропічної дивергенції до північної субтропічної конвергенції. Вони мають значну східну складову, що повністю відповідає пасатним течіям в атмосфері.

На південь від південної тропічної дивергенції з віссю на південній субтропічній конвергенції й на півночі від північної тропічної дивергенції з віссю на північній субтропічній конвергенції у південній та північній половинах океанів розташовуються величезні антициклонічні кругообіги океанічних вод під відповідними атмосферними антициклонами – *центрами дії атмосфери*. У південній півкулі – це антициклони Святої Олени, Маврикія й Південнотихоокеанський, у північній півкулі – Азорський і Гонолульський. Періоди обертання вод в них дорівнюють декілька років. Наприклад, при радіусі 2500 км і швидкості течії на периферії кругообігу 10 см/с період дорівнює 5 рокам.



**Антарктика:** 1 – Приберегова антарктична; 2 – Антарктична циркумполярна. **Тихий океан:** 3 – Західно-Новозеландська; 4 – Східно-Новозеландська; 5 – Східно-Австралійська; 6 – Південно-Тихоокеанська; 7 – Перуанська; 8 – Південна пасатна; 9 – Ель-Ніньо; 10 – Міжпасатна протитечія; 11 – Мінданао; 12 – Північна пасатна; 13 – Мексиканська; 14 – Каліфорнійська; 15 – Формозська; 16 – Куросію; 17 – Північно-Тихоокеанська; 18 – Курильська; 19 – Аляскінська; 20 – Східно-Берінгоморська. **Індійський океан:** 3 – Південно-Індоокеанська; 4 – Мадагаскарська; 5 – Західно-Австралійська; 6 – Південна пасатна; 7 – Сомалійська; 8 – Західно-Аравійська; 9 – Східно-Аравійська; 10 – Західно-Бенгальська; 11 – Східно-Бенгальська; 12 – Екваторіальна протитечія; 13 – Мису Ігольного. **Атлантичний океан:** 3 – Фолклендська; 4 – Південно-Атлантична; 5 – Бразильська; 6 – Бенгельська; 7 – Південна пасатна; 8 – Ангольська; 9 – Гвіанська; 10 – Міжпасатна протитечія; 11 – Гвінейська; 12 – Зеленого мису; 13 – Антильська; 14 – Північна пасатна; 15 – Канарська; 16 – Гольфстрім; 17 – Північно-Атлантична; 18 – Лабрадорська; 19 – Ірмінгера; 20 – Баффінова; 21 – Західно-Гренландська. **Арктика:** 1 – Норвежська; 2 – Нордкапська; 3 – Східно-Гренландська; 4 – Західна Арктична; 5 – Тихоокеанська. Лінії з кружечків – дивергенції; з хрестиків – конвергенції.

Рисунок 6.1 – Крупномасштабні течії на поверхні Світового океану

Західні гілки цих кругообігів утворюють інтенсивні вузькоструминні граничні течії – Гольфстрім – в Азорському кругообігу, Бразильську течію – у кругообігу Святої Олени, Мадагаскарську течію – у кругообігу Маврикія, Куросіо – у Гонолульському кругообігу й Східно-Австралійську течію – у Південнотихоокеанському кругообігу. Навпаки, на східних гілках кругообігів інтенсифікація граничних течій не відбувається.

У північній частині Індійського океану субтропічний антициклон відсутній і спостерігається виразна мусонна мінливість вітру, а разом з нею і океанічних течій. З вересня до березня, тобто у пору зимового мусону, у цій акваторії Індійського океану спостерігається відносно слабкий циклонічний кругообіг, який включає північну пасатну течію, що повертається біля Африки на південь, і східну течію - у широтній зоні від  $3^{\circ}$  пн.ш. до  $10^{\circ}$  пд.ш. У період літнього південно-західного мусону тут утворюється значний антициклонічний кругообіг, який включає південну пасатну течію. Остання повертає біля Африки на північ у вигляді інтенсивної Сомалійської течії, а потім - на схід у вигляді мусонної течії.

Від північної полярної конвергенції на північ розташовуються циклонічні кругообіги вод під відповідними циклонічними системами вітрів: в Атлантичному океані – під Ісландською депресією, а в Тихому – під Алеутською. У південній півкулі на південь від антарктичної конвергенції формується Антарктична циркумполярна течія – найбільш велика течія у Світовому океані. В арктичному Американсько – Азіатському басейні спостерігається великий антициклонічний кругообіг вод з періодом 4 роки. По його західній периферії міститься Західно-Трансарктична течія, яка переходить у Східно-Гренландську течію, що виносить арктичні води в Атлантичний океан. Типові швидкості великих поверхневих течій складають десятки см/с, витрати -  $10^6$  м<sup>3</sup>/с.

Напрямок головних поверхневих течій (рис 6.1) співпадає з переважаючими вітрами. Їх найбільша сезонна мінливість також співпадає з найбільшою сезонною мінливістю вітрів. Все це свідчить про те, що океанічні течії мають переважно вітрове походження. Нагони й стоки океанічної води, які ними утворюються, обумовлюють розглянуту вище динамічну топографію океану з перепадами висот порядку дециметрів. Найбільші відхилення від рівноважного рівня геоїду мають місце на західних периферіях океанів, особливо в субтропіках. Перепад висот між північною субтропічною конвергенцією і північною полярною дивергенцією в Атлантичному океані дорівнює 170 см, а у Тихому океані – 120 см.

Перепади висот поверхні океану й інших ізобаричних поверхонь у ньому утворюють у глибинах океану горизонтальні різниці тиску. Останні являють собою причину бароградієнтних глибинних течій. Циркуляція підповерхневих вод до глибини 1500 м при температурі біля  $3,5^{\circ}$  С

повторює загалом поверхневу циркуляцію, яка послабляється з глибиною. На більшій глибині циркуляція вод, за винятком Центральної Антарктичної течії, мало пов'язана з поверхневою циркуляцією і полем вітру. За напрямком вона є протилежною від поверхневої циркуляції.

### 6.1.2.2 Синоптичні вихори в океані

Дослідження динаміки океану показали, що однією з особливостей загальної циркуляції океану є наявність не тільки крупномасштабних квазістаціонарних течій, але й вихрових утворень різного масштабу. Ще у 40-ві роки минулого століття було встановлено, що у Гольфстрімі на просторі від мису Гаттерас (Флорида) до Великої Ньюфаундлендської банки виникають поперечні хвилі довжиною 300-400 км. Вони переміщуються на схід зі швидкістю 6-10 см/с і перетворюються у *меандри* з розмахом з півдня на північ до 500 км. Пізніше було встановлено, що таким же чином меандриують Куросіо й інші течії. Головною причиною утворення меандрів є бароклинна нестійкість океанічних струминних течій й ефекти обтікання нерівностей рельєфу дна.

Меандри, що розростаються, відокремлюються від основного потоку і утворюють замкнені кільцеві течії, які називають *рингами*.

Напрямок циркуляції води в рингах, залежить від їх положення в океані відносно головної течії. Наприклад, на південь від Гольфстріму вони мають циклонічну циркуляцію і утримують холодну (північну) воду, а на північ від Гольфстріму, навпаки, - теплу (південну) воду і антициклонічний характер циркуляції. Молоді циклонічні ринги мають діаметр біля 200 км, горизонтальні різниці температур  $10-12^{\circ}\text{C}$ , лінійні швидкості обертання у верхніх шарах океану до 2 м/с і більше, проникають на глибину до 3 км і навіть до дна океану. Вони зберігаються, поступово послабляючись, декілька місяців. У середньому за рік між мисом Гаттерас і Великою Банкою утворюється 5-6 пар північних і південних рингів. У Саргасовому морі, куди пересуваються циклонічні ринги, одночасно може існувати 10-15 таких рингів. Вони дають суттєвий внесок у теплообмін між субтропічною і субполярною зонами океану.

Теплі північні ринги Гольфстріму мають значно менший горизонтальний і вертикальний розміри, меншу енергію й менший термін існування. Вони пересуваються на захід і південний захід й поглинаються Гольфстрімом. Аналогічний характер мають і ринги Куросіо.

Океанічні течії характеризуються і синоптичною мінливістю. Синоптичні вихори, що виникають в океані, мають діаметр до 100 км, а в окремих випадках – до 300 км. Швидкість руху води в синоптичних вихорах у верхніх шарах океану складає 30-35 см/с, іноді 70-80 см/с, а швидкості пересування – 3-10 км за добу. Вони можуть виникати на



глибинах декілька сотень метрів, майже не виявляючись інколи у поверхневих водах. У синоптичних вихорах спостерігаються фронти шириною 10-15 км з перепадами температури  $1,5 - 2,0^{\circ} C$ .

Як і в атмосфері, в океанах спостерігається *явище від'ємної в'язкості*. Воно полягає у тому, що відбувається перенос кінетичної енергії від малих масштабів до великих. Це приводить до зростання середніх розмірів синоптичних вихорів, їх баротропізації й перетворення у хвилі Россбі, які переміщуються на захід й розтягаються у зональному напрямку. Океанічні синоптичні процеси відрізняються від атмосферних тим, що їх просторові масштаби значно менші, часові масштаби значно більші, а механізми їх генерації більш різноманітні.

Основним механізмом генерації синоптичних вихорів в океані є бароклінна нестійкість крупномасштабних течій, але можлива й генерація їх під впливом прямих атмосферних взаємодій.

Таким чином, рухи синоптичних масштабів можна розділити на 4 типи: меандри і ринги на струминних течіях; вихори у відкритому океані, що породжуються бароклінною нестійкістю; вихори, що породжуються топографічними ефектами на дні і узбережжях океану; вихори, що виникають під дією атмосферних взаємодій.

## 6.2 Особливості взаємодії атмосфери і океану

Особливості взаємодії атмосфери і океану залежать від властивостей цих гілок кліматичної системи, а також від характеру процесів, що обумовлюють ці властивості. Якщо взаємодії з діяльним шаром літосфери залежать у великий мірі від його теплового стану, який обумовлюється кількістю поглиненої сонячної енергії, з одного боку, і процесами молекулярного теплообміну у ґрунті, з іншого, то в океані крім молекулярної теплопровідності велике значення мають процеси іншої природи. Відмінності розповсюдження тепла в океані обумовлені, перш за все, великою теплопровідністю води, особливо у верхньому її шарі, товщиною 50-100 метрів, яка майже у два рази більша, ніж теплопровідність у ґрунті, великою об'ємною теплоємністю, проникненням сонячної радіації до значно більших глибин. Завдяки зазначеним чинникам виникають більш складні порівняно з молекулярною теплопровідністю фізичні механізми теплообміну. Тепловміст води обумовлюється радіаційним балансом її поверхні, турбулентним потоком тепла у приземному шарі атмосфери, витратами тепла на випаровування. Крім того, теплообмін відбувається під впливом упорядкованих вертикальних рухів води, а також під дією адвекції океанічними течіями та вихровими рухами синоптичного та мезомасштабу.

Верхній шар океану за рахунок динамічного та теплового впливу атмосфери завжди знаходиться у турбулізованому стані. Найбільш інтенсивний приплив енергії турбулентності припадає на вже розглянуті вище вихори синоптичного масштабу. Але значний вплив на теплообмін, особливо у верхньому шарі океану, чинить дрібномасштабна турбулентність. У дрібномасштабній ділянці спектра спостерігається добре виявлений вплив вітру, який приводить до вертикального перемішування верхнього шару океану. Великий турбулізований вплив чинять вітрові хвилі. Флукуаційна складова поля швидкості відзначається збуреннями, обумовленими орбітальним рухом частинок рідини та чисто турбулентними неупорядкованими пульсаціями. Внесок перших з них швидко зменшується з глибиною і практично стає незначним на глибині 5-6 м. Отже, найбільше значення має дрібномасштабна турбулентність, яка виникає у дрейфовому русі поверхневих океанічних вод за рахунок передачі енергії вітру.

Атмосфера впливає на інтенсивність турбулентного перемішування в океані не тільки обміном імпульсу, але й за допомогою тепло- й вологообміну, дія яких виявляється у формуванні певної стратифікації вод у поверхневому шарі океану. Турбулентні вихори у стійко стратифікованому шарі дисипуються. Нестійка стратифікація, навпаки, збільшує інтенсивність турбулентного перемішування, яке за певних умов може перейти у конвекцію.

Конвективні рухи в океані, як і в атмосфері, виникають при нестійкій стратифікації густини. Вони мають чарункову структуру циркуляції з низхідними рухами у центрі чарунки і з висхідними на її периферії. При збільшенні товщини шару конвекції, а також різниці температури на межах конвективного шару, збільшується інтенсивність турбулентності, яка створює конвективні осередки. Останні можуть перетворюватися у неупорядковану сукупність нестационарних струменів різної довжини, а також тонких шарів, що опускаються.

Під дією турбулентного й конвективного теплообміну відбувається вирівнювання температури й солоності у поверхневому шарі води, який називається *квазіоднорідним шаром* або *шаром перемішування*. Нижче цього шару температура води з глибиною швидко змінюється. Шар з різким змінюванням температури називається *шаром сезонного термоклин*. Найбільш виразно термоклин виявляється в період з липня по жовтень. У цей час товщина квазіоднорідного шару невелика й досягає 50 м. Із зростанням інтенсивності конвективних рухів та турбулентного перемішування у період з грудня по березень товщина квазіоднорідного шару зростає до 100-150 м, а сезонний термоклин стає менш виразним.

Розподіл температури з глибиною у сезонному термоклині можна визначити рівнянням:

$$T(\xi, t) = T_0 - (T_0 - T_H) \left( \frac{8}{3} \eta - 2\eta^2 + \frac{1}{3} \eta^4 \right), \quad (6.1)$$

де

$$\eta = \frac{\xi - h(t)}{H - h(t)}, \quad (6.2)$$

$T_0(t)$  – температура поверхні води (вона дорівнює температурі квазіоднорідного шару);

$T_H(t)$  – температура на глибині  $H$  - нижній границі діяльного шару;

$h(t)$  – товщина квазіоднорідного шару.

На більшій глибині температура води повільно зменшується з глибиною, наближаючись до постійної на протязі року температури у  $2-4^\circ\text{C}$  на глибинах, нижче 300 м.

Тепловий стан діяльного шару океану, що складається під дією розглянутих вище термодинамічних процесів макро-, мезо- і мікромасштабу, у великий мірі впливає на процеси взаємодії океану з атмосферою, а через останню і з іншими компонентами кліматичної системи.

Добре відомо, що турбулентні потоки імпульсу  $Q_u$ , прихованого тепла  $Q_n$  і явного тепла  $Q_T$  визначаються співвідношеннями:

$$Q_u = \rho \overline{w'u'}, \quad (6.3)$$

$$Q_n = L \overline{w's'}, \quad (6.4)$$

$$Q_T = c_p \rho \overline{w'T'}, \quad (6.5)$$

де  $\rho$  – густина повітря;

$w', u'$  – пульсації вертикального і горизонтального компонентів швидкості вітру;

$s'$  – пульсація масової частки водяної пари;

$T'$  – пульсація температури повітря;

$L$  – питома тепло випаровування,

$c_p$  – питома теплоємність повітря при постійному тиску.

Оскільки пульсації зазначених метеорологічних величин не вимірюються, співвідношення (6.3) – (6.5) не дозволяють одержати достатні значення цих потоків.

Тому використовуються відповідні напівемпіричні співвідношення:

$$Q_u = c_u \rho u^2, \quad (6.6)$$

$$Q_n = c_n L \rho \frac{0.622}{p} [E_0 - e_z] u, \quad (6.7)$$

$$Q_T = c_T c_p \rho (T_\theta - T) u, \quad (6.8)$$

в яких  $T_\theta$  – температура поверхневого шару води;  
 $E_0$  – парціальний тиск пари, що насичується, при температурі  $T_\theta$ ;  
 $e_z$  – парціальний тиск пари;  
 $u$  – швидкість вітру біля поверхні води;  
 $p$  – атмосферний тиск;  
 $c_u, c_n, c_T$  – коефіцієнти обміну імпульсом, вологою і теплом.

При практичній реалізації цих формул приймається гіпотеза про рівність коефіцієнтів обміну, хоча, як показали дослідження, вони відрізняються. Однак ці розбіжності несуттєві.

Характеристики обміну, які розраховані по формулах (6.6) – (6.8), осереднюються за часом. Часовий масштаб осереднення залежить від цілей дослідження. Якщо необхідно одержати вірогідні режимні характеристики тепло- і вологообміну, описати на кількісному рівні їх річний хід і міжрічні розходження, то варто розглядати зазначені параметри атмосфери й океану з місячним осередненням. При дослідженнях просторових розходжень великомасштабних потоків тепла краще аналізувати дані, що визначають сезонний хід і міжрічну мінливість. Це дає можливість виділити ту частину потоків, що обумовлені великомасштабними процесами.

Співвідношення сезонного і кліматичного компонентів потоків тепла є різними в різних широтах. У високих і низьких широтах кліматична складова у 2-5 разів перевищує сезонну. У середніх широтах вони мають однакове значення. Оскільки в цих широтах тепловіддача найбільша, облік теплообміну, пов'язаного з сезонним ходом, має велике значення. Енергетична взаємодія між океаном і атмосферою на масштабах, порівнянних із сезонним ходом, має важливу особливість. Вона полягає у тому, що мають місце амплітудно-фазові розходження характеристик тепла атмосфери й океану. Дослідження показали, що спостерігається випередження у річному ході термічних і вологісних характеристик океану термічними та вологісними характеристиками атмосфери. Запізнювання за фазою температури води відносно температури повітря складає у середньому по Світовому океану 25-30 діб.

Випередження за фазою термічними і вологісними характеристиками атмосфери аналогічних параметрів поверхні океанів повинно привести до сезонних потоків, які мають напрямок від атмосфери до океану. Однак, оскільки  $T_B > T$  і  $E_0 > e_z$ , цей потік є, власне кажучи, “потокотом холоду” з атмосфери в океан. Йому відповідає потік тепла в зворотному напрямку.

Термін “потік холоду” характеризує фізику процесу сезонного теплообміну, де активну роль грає атмосфера.

Обмін теплом та імпульсом між атмосферою й океаном у великій мірі визначає ступінь пристосування циркуляції повітряних мас до характеристик океанічної поверхні. Як міра пристосування розглядається взаємне розташування вектора вітру над водяною поверхнею, що відбиває напрямок переносу і генезис повітряних мас, і вектора швидкості великомасштабних океанічних течій, що визначає градієнти температури вод поверхні океану і положення основних гідрологічних фронтів. Воно характеризується векторним добутком:

$$G = [\vec{V}_a \times \vec{V}_e], \quad (6.9)$$

де  $\vec{V}_a$  і  $\vec{V}_e$  – вектори швидкості вітру і течії.

Коли вектор приводного вітру колінарий з напрямком течії, характеристики повітря швидко пристосовуються до властивостей поверхні води, і навіть при значних швидкостях вітру не створюється умов для появи аномально високих значень потоків тепла.

Навпаки, якщо повітряна маса переміщується перпендикулярно до фронту, у безпосередній близькості від нього утворюються великі вертикальні градієнти метеорологічних величин у приводному шарі. Вони приводять до виникнення екстремальних значень енергообміну. Дослідження показують, що максимальні значення потоків тепла й вологи спостерігаються в районах розташування Гольфстріму і Північно-Атлантичної течії. Таким чином, при описі кліматичних потоків на границі між океаном і атмосферою найбільш важливою характеристикою є великомасштабні температурно-вологісні контрасти у приводному шарі, що утворюються в процесі взаємодії зональної атмосферної циркуляції з полями великомасштабних градієнтів фізичних величин поблизу поверхні океану.

Переважаючі циркуляційні процеси, що визначають умови формування кліматів Європи і великої частини Азіатського материка, формуються над Північною Атлантикою і територіями, що примикають, і отже залежать від характеру процесів взаємодії атмосфери з поверхнею цього океану і прибережних морських акваторій.

Зараз велика увага в роботах, пов'язаних з дослідженнями змін і коливань клімату, приділяється коливальним механізмам термобаричних взаємодій у системі океан-атмосфера. Прикладом такої взаємодії є *Північно-Атлантичне колювання (ПАК)*. Воно визначає собою періодично мінливі за величиною аномалії тиску в атмосфері Північної Атлантики і характеризується різницею тиску в азорському максимумі й в ісландській депресії. З аномаліями різниці тиску, що приводять до зміни меридіонального горизонтального градієнта тиску, пов'язані зонально-

орієнтовані контрасти зимових температур між Гренландією і Європейським континентом, виникнення позитивних аномалій тепла над Європою з інтенсивними опадами. Як показують дослідження, ПАК має двох-, шести- і квазидесятирічну періодичність. З останньою пов'язують десятирічну періодичність у коливаннях клімату на Європейському континенті. Розглядаються дві фази ПАК - “позитивна” і “негативна”. При “позитивній” фазі великими є меридіональні градієнти тиску взимку над Північною Атлантикою, тому що ісландська депресія значно поглиблюється, а азорський антициклон підсилюється. При “негативній” фазі вони послабляються, а центр азорського антициклону переміщується на схід до берегів Північної Африки. Ці процеси визначають характер бароклинності, положення й інтенсивність західно-східного переносу у середній тропосфері, і таким чином, траєкторії циклонічних вихорів і їх інтенсивність.

Прикладом яскраво виявленої “позитивної” фази ПАК є процеси у січні 1984 року, коли тиск у центрі азорського максимуму був вище на 12-15 гПа, а в центрі ісландського мінімуму – нижче на 6-10 гПа у порівнянні із середнім багаторічним. Різниця тиску в центрах склала 45-47 гПа, що на 20 гПа вище середнього багаторічного. Крім того, центр азорського антициклону зсунувся на північ, що характерно для “позитивної фази”, на 5-7° широти. У зв'язку з цим, меридіональний градієнт тиску у січні – лютому 1984 року досяг 1,6-1,9 гПа/° широти при кліматичному значенні 0,8-0,9 гПа/° широти. Це привело до значного посилення зонального переносу, збільшенню повторюваності циклонічних ситуацій до 68%. (Повторюваність антициклонічних ситуацій склала 32%). Аналогічна ситуація мала місце й у грудні 1983 року.

Умови теплообміну між атмосферою й океаном при розглянутих процесах представлені в таблиці 6.1.

Таблиця 6.1 – Статистичні характеристики параметрів взаємодії океану і атмосфери при типі циркуляції, що спостерігалася зимою 1983-84 рр.

Параметр	Атмосферна ситуація			
	циклонічна		антициклонічна	
	$\bar{x}$	$\sigma_x$	$\bar{x}$	$\sigma_x$
$(T_g - T), ^\circ C$	0,6	1,1	9,1	2,7
$(E_0 - e_z), \text{гПа}$	2,3	2,1	11,8	1,9
$u, \text{м/с}$	13,4	5,7	6,3	2,1
$Q_T, \text{Вт/м}^2$	21	29	134	36
$Q_n, \text{Вт/м}^2$	64	42	258	61

З таблиці 6.1 випливає, що вертикальний температурний ( $T_g - T$ ) і вологісний ( $E_0 - e_z$ ) градієнти в приводному шарі при антициклональному режимі у 5 – 10 разів більші, ніж при циклонічному, а швидкість вітру у 2 рази менша. У результаті цього, потоки явного і прихованого тепла збільшуються при антициклонічній циркуляції у 4-7 разів. Якщо врахувати повторюваність цих типів циркуляції, то антициклонічні умови привели до передачі в атмосферу 70% явного і 55% прихованого тепла і до 60% сумарної тепловіддачі. Отже, можна прийти до висновку, що в період розвитку “позитивної” фази ПАК повітря в циклонічних вихорах знаходиться у стані максимального насичення водяною парою. Це приводить до того, що зима на Європейській території країн СНД стає м’якою з великою кількістю опадів.

Процеси меридіонального переносу й обміну повітрям між океаном і континентами пов’язані з безупинним перетворенням енергії в атмосфері. Характер цих перетворень в Атлантико-Європейському секторі різний при різних фазах ПАК. Були розраховані інтегральні запаси кінетичної і доступної лабільної енергії для позатропічних широт північної півкулі, а також середньоширотні їх величини для 2<sup>o</sup> широтних поясів вище 30<sup>o</sup> пн.ш. Ці дані порівнювалися з характеристиками ПАК при його різних фазах. Основний максимум кінетичної енергії відзначається взимку близько 30<sup>o</sup> пн.ш., у той час як найбільше значення доступної лабільної енергії – близько 50<sup>o</sup> пн.ш. У деякі зими має місце вторинний максимум цієї енергії поблизу 60<sup>o</sup> пн.ш. Наявність чи відсутність його залежить від фази ПАК.

Циркуляційні процеси в атмосфері різних регіонів північної півкулі пов’язані між собою. Визначальні їхні умови тепло і вологообміну у Північній Атлантиці є важливим чинником формування кліматичного режиму Європи. Однак вплив Атлантики поширюється, як відомо і на велику частину Євразійського континенту. З іншого боку, на розвиток циркуляційних процесів над Північною Атлантикою, особливо в холодний період, роблять погоду і кліматоформуючі умови, що складаються на Північноамериканському континенті. Вони, у свою чергу, залежать від фаз *Північно-Тихоокеанського колювання (ПТК)*.

Варто помітити, що ПАК і ПТК не є єдиними коливальними механізмами термобаричних взаємодій у системі океан-атмосфера. Має місце також *Арктична осциляція*, що являє собою періодичне посилення й послаблення арктичного максимуму атмосферного тиску. Послаблення його сполучене з посиленням циклонічної діяльності над Арктичним басейном, підвищенням температури повітря, збільшенням опадів. У теплий період відбувається розширення зони відкритої води і збільшується акумуляція тепла. Це, у свою чергу, приводить до зменшення обсягів

льоду, що утворюється взимку. Зростає водообмін і льодообмін через протоку Фрама, приводячи до посилення опріснення в Північно-Європейському басейні і надходження атлантичних вод в Арктичний басейн.

Розглядається ще один коливальний механізм термобаричних взаємодій. Мова йде про так звану *Північноморську - Каспійську телеконекцію (North Sea-Caspian Pattern)*, що впливає на розвиток атмосферних процесів у Центральній і Східній Європі, а також на Близькому і Середньому Сході.

Особливою коливальною структурою в системі океан-атмосфера є *валкерівська циркуляція*, яка безпосередньо пов'язана з Ель-Ніньо - Південне коливання (ЕНПК). *Валкерівський осередок* являє собою зональну циркуляцію в екваторіальній області, керовану температурним градієнтом океану. Повітряні маси північно-східного пасату над Тихим океаном переміщуються з більш холодних східних акваторій океану в західному напрямку, де вони прогриваються, збагачуються вологою, піднімаються догори в області екваторіальної улоговини і переносяться в протилежному напрямку. *Циркуляція Валкера* безпосередньо пов'язана з так названим Південним коливанням (ПК). Інтегральною кількісною характеристикою ПК (індексом ПК) є перепад тиску між Таїті і п. Дарвін. Зі зміною позитивних і негативних аномалій температури поверхневих вод в екваторіальній частині Тихого океану пов'язані атмосферні флуктуації. Позитивні аномалії виявляються нерегулярно, тримаються протягом 12-18 місяців і досягають значних величин. Наприклад, у 1982 році в океані під впливом атмосферних чинників в екваторіальній зоні сформувалася тепла температурна аномалія, що переносилася до східної периферії Тихого океану на рівні термоклину і досягла поверхневих шарів у листопаді-грудні 1982 року. Біля берегів Чилі аномалія температури склала  $4^{\circ}\text{C}$ .

Позитивні аномалії температури в східній приекваторіальній частині Тихого океану, так звані Ель-Ніньо (ЕН), пов'язані з певними атмосферними явищами. По-перше, формується аномальний атмосферний тиск над австралійсько-індонезійським регіоном, що сполучається з ослабленням субтропічного максимуму у південно-східній зоні Тихого океану. Така структура поля тиску відноситься до негативної фази ПК.

По-друге, відбувається ослаблення чи зміна напрямку східних вітрів в екваторіальній частині Тихого океану, що викликає збій у середньокліматичному зональному осередку циркуляції. По-третє, відбувається різке збільшення опадів в екваторіальних районах на схід від  $160^{\circ}$  с.д. По-четверте, виявляються глобальні наслідки у позатропічних широтах, що характеризуються поглибленням і зсувом на південь алеутського мінімуму в зимовий сезон північної півкулі. Варто



підкреслити, що в цей сезон алеутська депресія відіграє велику роль у розвитку ПТК.

Великий інтерес являють часові коливання Ель-Ніньо – Південного коливання. Відзначається висока когерентність між уздовжекваторіальним градієнтом тиску і різницею тиску на лінії Таїті-Дарвін з періодом 40-60 місяців при зсуві фаз між о. Пасхи і Дарвіном у 8 місяців. Наводяться дані про різні періодичності ЕНПК. Однак усі вони укладаються в інтервал від 2 до 8 років.

У деяких наукових працях наводяться дані про глобальні відгуки на ЕНПК, а саме про його вплив на атмосферні процеси в Індійському океані й Атлантиці. Процеси, які пов'язані з взаємодією в системі ЕНПК, і вплив цих процесів на глобальну атмосферну циркуляцію покладені в основу ідейної частини проекту короткоперіодних коливань клімату “Tropical Ocean and Global Atmosphere”.

### **6.3 Кліматичні прояви процесів взаємодії між ланками кліматичної системи**

Як уже згадувалося вище, основним фактором, що визначає клімат, є кількість сонячної радіації, що поглинається поверхнею землі. Поглинена поверхнею енергія потім перерозподіляється за рахунок циркуляції в атмосфері й океані і відбивається назад у космічний простір у виді теплового інфрачервоного випромінювання. Якщо розглядати середньорічні значення температури повітря і Землю в цілому, то енергія приходу сонячної радіації приблизно компенсується вихідним земним випромінюванням. В даний час Сонце прийнято вважати стабільною зіркою, випромінювання якої на порівняно невеликих (у космічних масштабах) часових проміжках практично не змінюється. Якщо також припустити, що не існує факторів, що можуть змінити величину сонячного випромінювання на його шляху через космічний простір до верхньої межі атмосфери Землі, то вплинути на земний клімат можуть лише фактори, що змінюють перерозподіл енергії усередині атмосфери, а так само між атмосферою, сушею й океанами. Зміна в сумарній радіаційній енергії, що існує в глобальній системі «земля-атмосфера», називається радіаційним впливом. При цьому позитивний радіаційний вплив приводить до потепління на поверхні землі й у нижніх шарах атмосфери, а негативне – прохолоджує їх.

Кількість енергії, що приходить у виді випромінювання від Сонця, змінюється в невеликих межах (0,1%) протягом 11-літнього циклу. Розрахунки показують, що зміни температури, які викликані цим циклом, можуть досягати  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Модельні розрахунки показують і його вплив на

інтегральний вміст озону в середніх широтах. Крім того, повільні коливання параметрів орбіти Землі, що відбуваються в часових масштабах понад десять тисяч років, приводять до змін у сезонному і широтному розподілі сонячної радіації. Ці зміни відігравали важливу роль у регулюванні клімату в минулому, наприклад, у льодовикових і міжльодовикових циклах (*так звана теорія Міланковича*).

При вулканічній діяльності в стратосферу можуть викидатися величезні кількості газів, що містять сірку, які потім перетворюються в сульфатні аерозолі. Окремі виверження вулканів можуть приводити до виникнення істотного, хоча і тимчасового, негативного радіаційного впливу, що викликає охолодження поверхні землі і нижніх шарів атмосфери протягом декількох років. До того ж, можливий вплив на клімат інтенсивних і тривалих лісових пожеж, кількість яких останнім часом збільшилася.

Таким чином, якщо розглядати сценарії зміни клімату на найближчі 100-200 років, то як основні фактори, що визначають радіаційний вплив, має сенс залучати тільки процеси перерозподілу енергії усередині системи "атмосфера – суша – океан". Основним таким процесом можна вважати підвищення концентрацій парникових газів (водяної пари, двоокису вуглецю, озону, метану, закису азоту й ін.).

Підвищення концентрацій парникових газів приводить до зниження ефективності випромінювання земної поверхні в космічний простір. Велика частина вихідного від поверхні землі випромінювання поглинається атмосферою і повторно випромінюється на більш значних висотах. Це приводить до позитивного радіаційного впливу й оскільки в космос йде менше тепла - зростає парниковий ефект. Ступінь радіаційного впливу залежить від величини підвищення концентрації кожного парникового газу, радіаційних властивостей відповідних газів і концентрацій інших, вже присутніх в атмосфері, парникових газів. Більш того, багато парникових газів, що викидаються в атмосферу, зберігаються в ній тривалий час, створюючи тим самим довгострокові передумови для позитивного радіаційного впливу.

Коли радіаційний вплив змінюється, кліматична система дає відгук у різних часових масштабах. Самі тривалі періоди реагування мають своєю причиною значну теплоємність океанів і динамічну адаптацію льодовикових щитів. Будь-які зміни у радіаційному балансі Землі, у тому числі пов'язані з підвищенням концентрацій парникових газів, будуть змінювати глобальний гідрологічний цикл, атмосферну й океанічну циркуляції, впливаючи на поля метеорологічних величин, регіональні температури й опади. Ці зміни будуть накладатися на природні коливання клімату у міжрічному часовому масштабі. Найбільшим з них є явище *Ель-Ніньо – Південне коливання*, що впливає на клімат по всій земній кулі. Наприклад, для території України це явище може викликати аномалію

+50 мм для річної суми опадів. Над Атлантикою важливою характеристикою атмосферної циркуляції є *Північно-Атлантичне колювання*, яке визначає мінливість погодних умов (наприклад, температури) над більшою частиною Євро-Атлантичного регіону.

Приведемо деякі зміни, що спостерігаються, у кліматичній системі Землі за даними Міжурядової групи експертів по змінах клімату.

По-перше, глобальна середня приземна температура за період з кінця XIX століття зросла на  $0,6 \pm 0,2^{\circ}\text{C}$ . При цьому, 1990-і роки були самим теплим десятиліттям, а 1998 рік – самим теплим роком за увесь час інструментальних вимірів, починаючи з 1861 року. Велика частина підвищення глобальної температури в період з кінця XIX століття припала на два чітко визначених періоди: з 1910 по 1945 рр. і після 1946 року. Темпи підвищення в обох цих періодах склали приблизно  $0,15^{\circ}\text{C}$  за десятиліття. При цьому мінімальні добові температури зростають приблизно в два рази швидше максимальних температур ( $0,2$  проти  $0,1^{\circ}\text{C}$  за десятиліття). Потепління, що відбувається в останній час, є більш сильним на суші, ніж у районі океанів: підвищення температури поверхні моря в період з 1950 по 1993 рр. складало приблизно половину від підвищення середньої температури повітря над сушею. Висока глобальна температура, що пов'язана з явищем Ель-Ніньо 1997-1998 рр., може розглядатися як екстремальне явище навіть з урахуванням темпів потепління, що спостерігаються в останній час. Також наприкінці періоду потепління (з 1976 року) найбільше підвищення температури спостерігалось у середніх і високих широтах континентів північної півкулі. Регіональні зміни температури, що відбуваються останнім часом, частково співвідносяться з різними фазами атмосферно-океанічних колювань, таких як *Північно-Атлантичне-Арктичне колювання*. Нові дані свідчать про те, що глобальний тепловміст океанів значно виріс з кінця 1950-х років. І більше половини збільшення тепловмісту відбулося у верхньому шарі океанів до глибини 300 м з темпом підвищення приблизно  $0,4^{\circ}\text{C}$  за десятиліття.

По-друге, річна кількість атмосферних опадів, що випадають на сушу, зростала у середніх і високих широтах північної півкулі (від 0,5 до 1,0% за десятиліття) за винятком східної частини Азії. Також збільшувалася кількість дощових опадів над великими територіями океанів у тропіках. У субтропіках ( $10-30^{\circ}$  пн.ш.) кількість дощових опадів, які випадають на поверхню суші, у середньому зменшувалася. Загальна кількість водяної пари в атмосфері над багатьма регіонами північної півкулі зростала на кілька відсотків у десятиліття. Дані про зміни в загальній кількості хмар над територіями континентів у середніх і високих широтах північної півкулі (а також над Австралією) свідчать про збільшення хмарного покриву в період з початку XX століття приблизно на 2%, що позитивно

корелюється зі зменшенням у добовому діапазоні температур.

По-третє, отримані з супутників дані показують, що в період з кінця 1960-х років довжина існування снігового покриву зменшилася приблизно на 10%. При цьому існує яскраво виражена кореляція між підвищенням температур у північній півкулі і таким зменшенням. Дані наземних спостережень показують, що за останні 100-150 років річна тривалість присутності льоду на озерах і річках у середніх і високих широтах північної півкулі зменшилася на два тижні. Також зменшується кількість морського льоду в північній півкулі, однак в Антарктиді ніяких значних тенденцій у змінах полів морського льоду не відзначається.

По-четверте, темпи підвищення глобального середнього рівня моря протягом XX століття знаходилися в діапазоні від 1,0 до 2,0 мм/рік. Тут слід зазначити те, що одним з основних факторів, що привели до такого підвищення, є теплове розширення води за рахунок нагрівання. Передбачається, що після теплового розширення самий великий внесок у підвищення рівня моря протягом наступних 100 років внесе танення гірських льодовиків і льодовикових куполів.

По-п'яте, явище Ель-Ніньо із середини 1970-х років стало характеризуватися порівняно більш частою, стійкою й інтенсивною теплою фазою в порівнянні з холодною. Таке поведіння знаходить висвітлення в коливаннях величин атмосферних опадів і температури над тропічними і субтропічними зонами земної кулі. Загальний вплив, швидше за все, вніс невеликий вклад у підвищення глобальної температури. Також, починаючи з 1970-х років *Північно-Атлантичне коливання* в зимовий період часто знаходилося в такій фазі, яка сприяла посиленню західних вітрів, що корелюється з потеплінням у холодний сезон над Євразією. Сьогодні вважається, що *Північно-Атлантичне коливання* є частиною більш масштабного атмосферного *Арктичного коливання*, яке впливає на велику частину позатропічних районів північної півкулі. Аналогічне *Антарктичне коливання* протягом останніх 15 років знаходилося в активній позитивній фазі, що сприяло більш сильним західним вітрам над Південним океаном.

Таким чином, на питання про зміну клімату протягом останнього сторіччя варто відповісти стверджувально. При цьому, хоча в деяких районах земної кулі потепління в останні десятиліття не відбувалося, у середньому по земній кулі відзначається підвищення приземної температури. Поряд із природною мінливістю клімату, причиною такого підвищення прийнято вважати антропогенний фактор. Розрахунки показують, що в порівнянні з доіндустрією епохою, глобальний середньорічний радіаційний вплив виріс до 1,5 Вт/м<sup>2</sup> для двоокису вуглецю, до 0,5 Вт/м<sup>2</sup> для метану і до 0,15 Вт/м<sup>2</sup> для закису азоту. По різних сценаріях розвитку клімату антропогенний радіаційний вплив буде зростати і до 2100 року і складе від 4 до 9 Вт/м<sup>2</sup>.

Процеси, що відбуваються в кліматичній системі, визначають як її природну мінливість, так і реагування на збурювання за типом підвищення атмосферних концентрацій парникових газів. При цьому, зміни, що відбуваються у кліматичній системі, також будуть обумовлювати глобальний розподіл парникових газів. Наприклад, *Північно-Атлантичне коливання* відповідальне за перенос антропогенних газів в Арктику. Процеси зворотного зв'язку підсилюють чи послабляють зміни в реагуванні на первісне збурювання і, таким чином, мають велике значення для моделювання еволюції клімату.

Основним фактором зворотного зв'язку в системі клімату Землі, що пояснює значне потепління, яке прогнозоване кліматичними моделями у відповідь на підвищення концентрації двоокису вуглецю, є підвищення вмісту водяної пари в атмосфері. Підвищення температури в атмосфері збільшує її здатність утримувати воду. З іншого боку, оскільки велика частина атмосфери насичена недостатньо, це не означає автоматично, що повинно відбутися саме по собі збільшення концентрації водяної пари. У рамках граничного шару з ростом температури відбувається збільшення концентрації водяної пари. У вільній же атмосфері, де парниковий ефект є самим значним, визначити ситуацію більш складно. Фактор зворотного зв'язку водяної пари приблизно подвоює потепління у порівнянні з тим показником, яким характеризувався б стійкий рівень водяної пари.

Найбільша невизначеність у майбутніх перспективних оцінках клімату пов'язана з хмарами і їх взаємодією з радіацією. Хмари можуть відбивати сонячну радіацію (прохолоджуючи поверхню), поглинати і випускати випромінювання в діапазоні довгих хвиль (нагріваючи поверхню). Співвідношення між цими двома процесами залежить від висоти, товщини і радіаційних властивостей хмарності. При цьому, вплив на клімат роблять і хмари верхнього ярусу. Радіаційні властивості й еволюція хмар залежать від розподілу атмосферної водяної пари, водяних крапель, часточок льоду, атмосферних аерозолів і товщини хмар. Проте, знак чистого зворотного зв'язку хмар до тепер остаточно не визначений.

Важливу роль у кліматичній системі грає стратосфера внаслідок зміни своєї внутрішньої структури. Більшість знижень температури, які спостерігаються у нижній частині стратосфери, були викликані зменшенням вмісту озону, проявою якого є "озонова дірка" над Антарктикою, а не підвищенням концентрації двоокису вуглецю. До зниження температури, хоч і не настільки значному, може привести і збільшення вмісту водяної пари у стратосфері. Зміни сонячного випромінювання, головним чином ультрафіолетового, приводять до зміни озону фотохімічного походження і відповідно змінюють показники стратосферного нагрівання, що можуть порушити тропосферну циркуляцію. Істотні зміни інтенсивності стратосферної циркуляції передують змінам екстремальних значень *індексів Арктичного і Північно-*

*Атлантичного коливань*. У свою чергу, можна говорити і про вплив великомасштабних тропосферних циркуляцій (наприклад, Північно-Атлантичного коливання) на вміст озону у стратосфері.

Як відомо, океанічні течії переносять тепло з тропіків у більш високі широти. Також океан обмінюється з атмосферою теплом, вологою (через випар і опади) і двоокисом вуглецю. Унаслідок своєї величезної маси і високої теплоємності, океан сповільнює зміну клімату і впливає на часові масштаби мінливості у системі "океан-атмосфера". Тут варто також згадати про *термохалінну циркуляцію (ТХЦ) в Атлантичному океані*, яка є перемішуванням у глобальному масштабі океанської води. Це перемішування спричинено розбіжностями в густині води, пов'язаними з впливом температури і солоності. В Атлантиці тепло переноситься теплими поверхневими водами, що течуть у північному напрямку, і холодними солоними водами з Північної Атлантики, які повертаються в глибинні шари. Зміни в структурі атлантичної ТХЦ можуть бути викликані змінами *показника виваженості поверхневих вод*, що може зазнавати впливу від таких явищ, як опади, випар, континентальний стік, утворення морського льоду і теплообмін, тобто процесів, що самі можуть змінюватися, створюючи зміни регіонального і глобального кліматів. Взаємодія між великомасштабними атмосферними процесами й океаном, поряд з потеплінням і випаром у низьких, охолодженням і посиленням опадів у високих широтах, створює основу для потенційної нестабільності існуючої атлантичної ТХЦ. Феномен Ель-Ніньо також може впливати на атлантичну ТХЦ за допомогою зміни балансу прісної води у тропічній частині Атлантики.

Морський лід відіграє важливу роль у формуванні клімату, оскільки він має більше альbedo, ніж морська поверхня, й ізолює море від втрати тепла у зимовий період. У зв'язку з цим зменшення обсягів морського льоду викликає позитивний зворотний вплив на потепління клімату у високих широтах. Крім того, оскільки морський лід містить менше солі, ніж морська вода, при його утворенні відбувається збільшення солоності і густини поверхневого шару океану. Це сприяє обміну води з більш глибокими шарами океану. У результаті утворення айсбергів і танення шельфових льодовиків прісна вода із суші повертається в океан, у зв'язку з чим зміни в темпах цих процесів можуть вплинути на циркуляцію океану. На поширення морського льоду по акваторії океанів впливає атмосферна циркуляція. Сніг також має більш високе альbedo у порівнянні з поверхнею суші. Отже, зменшення сніжного покриву приводить до аналогічного позитивного зворотного впливу, хоча і більш слабкому у порівнянні з морським льодом. Кореляція між сніжним покривом для Європи й Арктичним коливанням дуже велика.

Зміни поверхні Землі викликають важливі зворотні зв'язки, оскільки зміна клімату антропогенного походження впливає на стан земної поверхні

(наприклад, зволоженість ґрунту, альbedo, нерівність поверхні і рослинності). При цьому, такі зміни можуть впливати на глобальний клімат декількома шляхами, наприклад, через великомасштабне знищення лісів у вологих тропіках, що приводить до зменшення випару і підвищенню приземної температури.

Таким чином, одним з основних висновків, які можна зробити, аналізуючи наведені вище факти, є розходження у відгуках регіональних кліматів на зміни клімату в різних географічних районах. Останнє можна пояснити не тільки регіональними особливостями, але й різним впливом зворотних зв'язків, що існують у кліматичній системі. Багато природних і антропогенних коливань клімату не тільки накладаються, але й можуть модулювати один одного. У цьому розумінні, при виявленні змін клімату у конкретному географічному районі, необхідно знати, як фактори, що впливають на клімат, взаємодіють і обумовлюють один одного.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Барышевская Г.И. Перенос теплых вод системой Гольфстрим - Северо-Атлантическое течение // Метеорология и гидрология. - 1987. - №4. - С.86-92.
2. Бирман Б.А., Балашова Е.В. Крупномасштабная климатическая изменчивость касательного напряжения ветра в северной части Атлантического океана // Тр. Гидрометеорол. н.-и. центра СССР. - 1989. - № 306. - С. 87-98.
3. Бойченко С.Г. Основні закономірності вікового ходу повторюваності катастрофічних явищ природи на території України (за останнє тисячоліття)// Вісник Київського університету імені Тараса Шевченка, сер. Географія. -2000. -Вип. 46. -С. 28-34.
4. Бойченко С.Г., Волощук В.М. Ефект різкого підвищення повторюваності катастрофічних процесів та явищ природи на території України при глобальному потеплінні або похолоданні клімату // Доповіді НАН України. - 2001.-№5. -С. 4-15.
5. Бойченко С.Г., Волощук В.М., Дорошенко І.А. Закономірності формування мікрокліматичних умов відкритих ландшафтів України // Зб. праць "Проблеми ландшафтного різноманіття України". - Київ. -2000.- С.243-247.
6. Бочаров Г.В. Вертикальное распространение макромасштабных волн при учете реального профиля зонального ветра // Исслед. дин. проц. в верх. атм.; Тр. IV Всесоюз / совещ. по исслед. дин. процессов в верх. атм. - М.: ГМИз, 1985. - С. 99-103.
7. Бочаров Г.В., Трубников Б.Н. О роли стратосферы в формировании ультрадлинных волн в тропосфере // Исследование динамических процессов в верхней атмосфере: Тр. IV Всесоюзного совещания по исследованию дин. процессов в верхней атм. – М.: ГМИз, 1985. - С. 84-90.
8. Бочаров Г.В. Трубников Б.Н. Волноводная модель динамической связи между тропосферой и средней атмосферой // Исследование динамических процессов в верхней атмосфере: Тр. IV Всесоюзного совещания по исследованию дин. процессов в верхней атм. – М.: ГМИз, 1985. - С. 200-205.
9. Бриллинджер Б. Временные ряды. Обработка данных и теория. - М.: Мир, 1960. - 536 с.
10. Бугаева И.В., Рязанова А.А., Тарасенко Д.И. Изменчивость температурного поля тропосферы, стратосферы и мезосферы в зимний период // Метеорология и гидрология. - 1972. - №7. - С.25-27.
11. Бугаева И.В., Пурганский В.С., Хорошилов А.Ф. О динамике стратосферного потепления // Тр. ЦАО. - 1976, - Вып. 123. - С. 88-102.



12. Ван Мигем Ж. Энергетика атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1977. - 328 с.
13. Винников К.Я., Груза Г.В., Захаров В.Ф. и др. Современные изменения климата северного полушария // Метеорология и гидрология, - 1980. - № 6. - С. 5-17.
14. Волощук В.М., Бойченко С.Г. Полуэмпирические модели глобального климата // Метеорология и гидрология. -1992. -№8.- С.5-17.
15. Волощук В.М. Основні закономірності сучасного потепління клімату на території України та його екологічні наслідки // Зб. праць "Україна та глобальні процеси: географічний вимір". - Київ-Луцьк. - 2000. - Т.3. - С.202-208.
16. Волощук В.М. Про можливі зміни середньорічного температурного режиму України в першій половині ХХІ століття // Доповіді НАНУ. - 1993. - №12.-С. 105-111.
17. Гаврилова Л.А. Аэроклиматология. - Л.: Из-во ЛПИ, - 1982. - 155 с.
18. Гайгеров С.С. Исследование синоптических процессов в высоких слоях атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1973. - 250с.
19. Гайгеров С.С. и др. Некоторые данные синоптического анализа процессов в страто-мезосфере и взаимосвязь между слоями атмосферы // Тр. 11-го Международного симпозиума по космической метеорологии. - М.: Гидрометеиздат, 1978. - С. 5-11.
20. Гинзбург Э.И., Степанов Б.Е. Ускорение зонального потока планетарной волной // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1988. - Т. 24 - № 9. - С. 942-946.
21. Гинзбург Э.И., Степанов Б.Е. Планетарные волны в средней атмосфере, ч.II. Нелинейная теория // Обз. инф. Сер. Метеорол. / В7ИИИ гидрометеорол. инф. Мирон, центр данных. - 1990. - № 9-10. - С. 1-67.
22. Гончарова Л.Д. Вертикальная статистическая структура скорости ветра в тропо-стратосфере Североамериканского континента // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. - 1995. - Вып. 32. - С. 17-28.
23. Гончарова Л.Д. Квазидвухлетние колебания составляющих скорости ветра в тропо-стратосфере над Северной Америкой. // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. - 1995. - Вып. 32. - С. 29-37.
24. Гончарова Л.Д. Короткопериодные колебания составляющих скорости ветра в тропосфере и стратосфере западного полушария // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. - 1997. - Вып. 34. - С. 94-99

25. Гончарова Л.Д. Среднепериодные колебания составляющих скорости ветра в тропо-стратосфере западного полушария // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. – 1997. – Вып. 34. – С. 99-104.
26. Гончарова Л.Д. Особенности межширотных связей между периодическими колебаниями скорости ветра в тропо-стратосфере западного полушария. // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. – 1999. – Вып. 36. – С. 48-54.
27. Гончарова Л.Д. Факторный анализ статистической структуры вертикальных профилей скорости ветра в тропо-стратосфере. // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. – 1999. – Вып. 39. – С. 64-69.
28. Груздев А.Н., Мохов И.И. Квазидвухлетняя цикличность в глобальном поле общего содержания озона по данным наземных наблюдений // Изв. АН Физ. атмосфер. и океана. - 1992. - 28, № 5. - С. 475-486.
29. Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1969. - 196 с.
30. Добрышман Е.М. Динамика экваториальной атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1960. - 288 с.
31. Дроздов О.А. и др. Климатология. - Л.: Гидрометеиздат, 1989. - 567 с.
32. Евсеев М.П., Голев Д.А. О долгопериодных колебаниях низкочастотных спектральных мод геопотенциала  $H_{500}$  в южном полушарии // Исслед. вихрев. динам. и энерг. атмосфер. и пробл. климата. - Л., 1990. - С. 227-232.
33. Жукова Н.И., Трубников Б.Н. О вертикальном распространении в атмосфере мезомасштабных возмущений // Тр. ЦАО. - 1967. - Вып. 76. - С. 82-89.
34. Ивановский А.И., Кирюшов Б.М. Возможный механизм возбуждения планетарных волн в летней страто-мезосфере // Тр. ЦАО. - 1985. - Вып. 160. - С. 11-20.
35. Изменение климата, 2001: Обобщенный доклад. – Женева: ВМО, 2003. – 520 с.
36. Каменкович В.М. и др. Синоптические вихри в океане. П.: Гидрометеиздат, 1982. – 264 с.
37. Кароль И.Л., Клягина Л.Н., Шаламянский А.М. Сезонные и межгодовые изменения общего содержания озона в основных воздушных массах северного полушария и фазах квазидвухлетнего колебания // Т. Гл. геофиз. обсерв. - 1990. - № 531. - С. 38-49.
38. Кивганов А.Ф., Буй Минь Танг. Структура восточных волн в тропической атмосфере северо-западной части Тихого океана. - Деп. ИЦ ВНИИГМИ-МЦД № 793-ГМ от 08.07.88. - 20 с.

39. Кендал М. Д., Стьюарт Л. Многомерный статистический анализ и временные ряды. - М.; Наука, 1976. - 736 с.
40. Кидиярова В.Г., Тарасенко Д.А., Щерба И.А. К вопросу физической обоснованности построения моделей страто-мезосферы// Тр. ЦАО. - 1973. - Вып. 107. - С. 3-9.
41. Кидиярова В.Г., Щерба И.А. Межгодовая изменчивость крупномасштабных термобарических систем и динамика планетарных волн в тропосфере внетропических широт южного полушария // Метеорол. исслед. в Антарктике.: Сб. докл. на III Всес. симп. Ленинград, 22-24 окт., 1986. ч.I. - Л., 1990. - С. 184-187.
42. Комаров В.С. Аэрономия верхней атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. - 150 с.
43. Криволуцкий А.А., Ложкова О.А. Анализ долгопериодных колебаний атмосферных параметров в тропической зоне // Тр. ЦАО. - 1988. - Вып. 167. - С. 60-65.
44. Лаппо С.С. и другие. Энергоактивные области Мирового океана // ДАН СССР. - 1984. - Т. 275. - №4. - С.125-129.
45. Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы: Пер. с англ. - Л.: Гидрометеиздат, 1970. - 294 с.
46. Лоули Д., Максвелл А. Факторный анализ как статистический метод. - М.: Мир, 1967.-211 с.
47. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. - Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 295 с.
48. Монин А.С. Введение в теорию климата. - Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 245 с.
49. Монин А.С. О макротурбулентном обмене в земной стратосфере // Изв. АН СССР, сер. геофиз. - 1956. - № 4.
50. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. - М.: Наука, 1969. - 184 с.
51. Мониторинг общей циркуляции атмосферы. Северное полушарие.: Бюл., 1989 / Ред. Гучкалова В.С., Неушкина А.И. - Обнинск: ВНИИ гидрометеорол. инф. Мир, центр данных, 1990. - 92 с.
52. Морской Г.И. О применении экстраполяции к прогнозу циркуляционных условий в атмосфере // Тр. ЦИП. - 1954. - Вып. 35 ( 62) . - С. 27-40.
53. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. - М.: Мир, 1962. - 428 с.
54. Погосян Х.П. Общая циркуляция атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1972. - 396 с.
55. Погосян Х.П. О природе полугодовой цикличности ветра в верхней стратосфере экваториальной зоны // Метеорология и гидрология. - 1972. - № 3. - С. 16-23.
56. Погосян Х.П., Павловская А.А. Аномалии атмосферной циркуляции приземного давления и температуры в связи с квазидвухлетней цикличностью. - Л.: Гидрометеиздат, 1977. - 77 с.

57. Решетов В.Д. и др. Исследование амплитуд колебаний давления и ветра в атмосфере в крупномасштабных процессах различной длительности // Тр. Ц/10. - 1970. - Вып. 100. - С. 53- 67.
58. Решетов В.Д. Изменчивость метеорологических элементов в атмосфере. - Л.: Гидрометеиздат, 1973. - 215 с.
59. Свердлик Т.А. Влияние крупномасштабной атмосферной циркуляции воздуха на изменение регионального климата Украины // Тр. конференции молодых учёных национальных гидрометслужб стран СНГ. - Москва, Россия. - 1999. - С. 6-7.
60. Серга Е.М. Результати чисельних експериментів по статистичній моделі динаміки клімату України // Міжвідомчий науковий зб. України: Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2004. - Вип.48. - С.25-34.
61. Серга Э.Н. Универсальный адаптивный итерационный метод кластерного анализа // Міжвідомчий науковий зб. України: Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2003. - Вип.47. - С.83-89.
62. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. - 224 с.
63. Хохлов В.Н. Влияние Северо-Атлантического колебания на энергетику внетропических широт // Міжвідомчий наук. зб. України: Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2002. - Вип. 46. - С.30-34.
64. Худяк О.М. Смешанные Россби-гравитационные волны и волны Кельвина в тропосфере и нижней стратосфере северо-западной части Тихого океана // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. - 1992. - Вып. 28. - С. 76-84.
65. Худяк О.М., Школьный Е.П. Квазидвухлетние колебания скорости ветра над северо-западной частью Тихого океана. - Деп. в ИЦ ВНИИГМИ-МЦД № 917 - ГМ от 13.06.89. - 18 с.
66. Худяк О.М., Школьный Е.П. Годовые колебания составляющих скорости ветра в тропосфере и нижней стратосфере над северо-западной частью Тихого океана // Межведомственный научный сб. Украины: Метеорология, климатология и гидрология. - 1992. - Вып. 28. - С. 84-97.
67. Шапаев В.М. Взаимодействие Мирового океана с атмосферой и формирование климата. - Л.: ЛГМИ, 1974. - 168 с.
68. Школьный Є.П., Лоева І.Д., Гончарова Л.Д. Обробка та аналіз гідрометеорологічної інформації. Підручник. - К.: Вища школа, 1999. - 600 с.
69. Школьный Е.П. Многофакторная регрессионная модель физико-статистического метода прогноза погоды // Труды УкрНИГМИ, 1976. - Вып. 134. - С.3-24.

70. Школьный Е.П., Серга Э.Н. Факторный анализ характеристик, определяющих взаимодействие атмосферы и океана в акватории Северной Атлантики // Міжвідомчий науковий зб. України: Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2002. - Вип.45. - С.25-30.
71. Школьный Е.П., Серга Э.Н., Хохолькова Е.А. Исследование откликов климатических характеристик на территории Украины на процессы в системе «атмосфера-океан» Северной Атлантики // Міжвідомчий науковий зб. України: Метеорологія, кліматологія та гідрологія. - 2002. - Вип.46. - С.13-24.
72. Щерба И. А. Вертикальное распределение крупномасштабных волн в атмосфере// Тр. ЦАО. - 1973. - Вып. 107. - С. 81-89.
73. Aeberhardt M., Blatter M. Stoecker T.F. Variability on the century time scale and regime changes in a stochastically forced zonally averaged ocean-atmosphere model // Geophys. Res. Lett. – 2000. – Vol. 27. – P. 1303-1306.
74. Appenzeller C., Weiss A.K., Staehelin J. North Atlantic Oscillation modulates total ozone winter trends // Geophys. Res. Lett. – 2000. – Vol. 27 – 1131-1134.
75. Baldwin M.P., Dunkerton T.J. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes // Science. – 2000. – Vol. 294 – P. 581-584.
76. Black R.X. Stratospheric forcing of surface climate in the Arctic Oscillation // J. Clim. – 2002. – Vol. 15. – P. 268-277.
77. Bodri L., Cermak V. High frequency variability in recent climate and the north atlantic oscillation // Theor. Appl. Climatol. – 2003. – Vol. 74. – P. 33-40.
78. Boer G.J., Yu B. Climate sensitivity and response // Clim. Dyn. – 2003. – Vol. 20. – P. 415-429.
79. Burke E.J., Shuttleworth W.J., Yang Z.-L., Mullen S.L., Arain M.A. The impact of the parameterization of heterogeneous vegetation on the modeled large-scale circulation in CCM3-BATS // Geophys. Res. Lett. – 2000. – Vol. 27. – P. 397-400.
80. Chipperfield M.P. A three-dimensional model study of long-term mid-high latitude lower stratosphere ozone changes // Atmos. Chem. Phys. – 2003. – Vol. 3. – P. 1253-1265.
81. Chou C., Neelin J.D. Cirrus detrainment-temperature feedback // Geophys. Res. Lett. – 1999. – Vol. 26. – P. 1295-1298.
82. Dai A., Wigley T.M.L. Global patterns of ENSO-induced precipitation // Geophys. Res. Lett. – 2000. – Vol. 27. – P. 1283-1286.
83. Deser C. On the teleconnectivity of the "Arctic Oscillation" // Geophys. Res. Lett. – 2000. – Vol. 27. – P. 779-782.

84. Dickey J.O., Marcus S.L., Hide R. Global propagation of interannual fluctuations in atmospheric angular momentum // *Nature (Gr. Brit.)*. - 1992. - vol. 357, N 6378. - P. 484-488.
85. Eckhardt S., Stohl A., Beirle S., Spichtinger N., James P., Forster C., Junker C., Wagner T., Platt U., Jennings S.G. The North Atlantic Oscillation controls air pollution transport to the Arctic // *Atmos. Chem. Phys.* – 2003. – Vol. 3. – P. 1769-1778.
86. Forster P.M. de F., Shine K.P. Stratospheric water vapour changes as a possible contributor to observed stratospheric cooling // *Geophys. Res. Lett.* – 1999. – Vol. 26. – P. 3309-3312.
87. Fromm M., Bevilacqua R., Stocks B., Servranckx R. Eruptive transport to the stratosphere: add fire-convection to volcanoes // *Atmos. Environ.* – 2004. – Vol. 38. – P. 163-165.
88. Graves Charies E., Stanford John L. Middle and high latitude Southern Hemispheric oscillations on the 35-60 day time scale// *J. Atmos. Sci.* - 1989. - vol. 46, N 12. - P. 1826-1837.
89. Gueremy J.F. Heat and moisture fluxes on the time scale of 20 to 60 days over the Indian monsoon area// *Meteorol. and Atmos. Phys.* - 1990. - vol. 44, N 1-4. - P. 219-250.
90. Hilmer M., Jung T. Evidence for a recent change in the link between the North Atlantic Oscillation and Arctic sea ice export // *Geophys. Res. Lett.* – 2000. – Vol. 27. – P. 989-992.
91. Holton J.R., Haynes P.H., McIntyre M.E., Douglass A.R., Rood R.B., Pfister L. Stratosphere-troposphere exchange // *Rev. Geophys.* – 1995. – Vol. 33. – P. 403-439.
92. Hopkins R.H. Evidence of polar-tropical coupling in upper stratosphere zonal wind anomalies// *J. Atmos. Sci.* - 1975. - vol. 35. - P. 712-719.
93. Knaff John A., Gray William M., Sheaffer John D. Evidence for an association between the stratosphere QBO and ENSO // *5 ht. Conf. Clim. Var., Denver, Colo, Oct. 14-18, 1991/ Amer. Meteorol Soc. - Boston (Mass.), 1991. - P. 400-402.*
94. Kousky V.E., Wallace J.M. On the interaction of Kelvin waves and the mean zonal flow// *J. Atmos. Sci.* - 1971. - vol. 28. - P. 162-169.
95. Lindzen R.S., Holton J.R. A theory of the quasi-biennial oscillation // *J. Atmos. Sci.* - 1968. - vol. 25, N 6. - P. 1095-1107.
96. Lindzen R.S., Silva Arlindo M. On the establishment of stationary waves in the northern hemisphere winter// *J. Atmos. Sci.* 1993. - vol. 50, N 1. - P. 43-61.
97. Murakami Masato. Observational aspects of the 30-50 day intraseasonal variations// *Long Range Forecast. Res. Rept. Ser./ WMO.* 1989. - N 9. - P. 124-128.

98. Masutani M., Hoskins B.J. Tropical, extra-tropical interaction associated with the 30-60 day oscillation// 5 th. Conf. Clim. Var., Denver, Colo, Oct. 14-18, 1991/ Amer. Meteorol Soc. - Boston (Mass.), 1991. - P. 70-73.
99. Nishi Noriyuki. Observational study on the 30-60 day variations in the geopotential and temperature fields in the equatorial region// J. Meteor. Soc. Jap. - 1989. - vol. 67, N 3. - P. 187-203.
100. Oh H.S., Ammann C., Naveau P., Nychka D., Otto-Bliesner B. Multi-resolution time series analysis applied to solar irradiance and climate reconstructions // J. Atmos. Solar-Terrestrial Physics. – 2003. – Vol. 65. – P. 191-201.
101. Rasmusson Eugen M. Intraseasonal and interannual climate variability // Clim. Change. - 1990. - vol. 16, N 2. - P. 153-171.
102. Reed R.J. Zonal wind behavior in the equatorial stratosphere and lower mesosphere// J. Geophys. Res. - 1966. - vol. 71. - P. 4223-4233.
103. Ruddiman W.F. Earth's climate: past and future. – New York: W.H. Freeman, 2001. – 465 p.
104. Saito K., Yasunari T., Cohen J. Changes in the sub-decadal covariability between Northern Hemisphere snow cover and the general circulation of the atmosphere // Int. J. Climatol. – 2004. – Vol. 24. – P. 33-44.
105. Venne David E., Dartt Denis G. An examination of possible solar cycle-OBO effects in the Northern Hemisphere troposphere// J. Clim. -1990. - vol. 3, N 2. - P. 272-281.
106. Wallace J.M., Kousky Y.E. On the relation between Kelvin waves and the quasi-biennial oscillation// J. Meteor. Soc. Jap. - 1968. - vol. 46. - P. 496-502.
107. Wallace J.M. General circulation of the tropical lower stratosphere // Rev. Geophys. Space Phys. - 1973. - vol. 11. - P. 191-222.
108. Wallace J.M., Kousky Y.E. Observational evidence of Kelvin wave in the tropical stratosphere// J. Atmos. Sci. - 1968. - vol. 25. - P. 900-907.
109. Wallace J.M., Holton J.R. A diagnostic numerical model of the quasi-biennial oscillation// J. Atmos. Sci. - 1968. - vol. 25. - P. 911-918.
110. Weickmann K.M., Khalsa S.J.S., Eischeid J. The atmospheric angular-momentum cycle during the tropical Madden-Julian oscillation // Mon. Weather Rev. - 1992. - vol. 120, N 10. - P. 2252-2263.
111. Weickmann K.M., Khalsa S.J.S. The shift of convection from the Indian Ocean to the western Pacific Ocean during a 30 - 60 day oscillation // Mon. Weather Rev. - 1990. - vol. 118, N 4. - P. 964-978.

## ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

### А

Азональний приземний потік – 149  
Альbedo підстильної поверхні – 37, 61  
Антипасат – 135  
Антимусон – 149  
Антарктичне коливання - 220  
Апвеллінг - 205  
Аргумент широти – 23  
Арктична осциляція - 215

### В

Валкерівська циркуляція – 216  
С осередок – 216  
Великомасштабні компоненти – 46  
Велопауза – 120  
«Вибухові» стратосферні потепління – 181  
Висотні фронтальні зони – 102, 169  
Висота однорідної атмосфери – 181  
Вікно прозорості – 38  
Внутрішньосезонні коливання – 128  
Внутрішньотропічна зона конвергенції – 136

### Г

Геострофічна адвекція температури – 155  
Гіпотеза Вегенера – 28  
Глобальний клімат – 6, 13

### Д

Даунвеллінг – 205  
Дивергентна зона літосфери – 31  
Діяльний шар – 10  
Доступна потенціальна енергія – 115, 124  
Доступна лабільна енергія – 197

### Е

Ель-Ніньо – 216, 217, 218  
Енергоактивні зони океанів – 169  
Ергодична динамічна система – 14  
Ефективне випромінювання – 38

### З

Загальна циркуляція атмосфери – 6, 46  
Закон зберігання моменту імпульсу – 19  
С зберігання ексцентриситету орбіти – 20  
Зустрічне випромінювання – 38

### І

Інтранзитивна динамічна система – 14  
Інсоляція – 16, 36  
С добова – 17  
С зимова – 17  
С літня – 17  
С річна – 19

### К

Квазігоризонтальні зональні потоки – 149  
Клімат – 8, 13  
Кліматична система – 8  
Кліматоутворювальні фактори – 6, 14  
Коефіцієнт заломлювання – 184  
Кора океанічна – 28  
С материкова – 28  
Коливання вільні – 111  
С внутрішньосезонні – 128  
С внутрішні – 111  
С вимушені – 111



С зовнішні – 111  
С короткоперіодні – 114  
С середньоперіодні – 114  
Кріосфера – 9

## Л

Лабільна енергія – 196  
Літосфера – 10  
Літосферна плита – 28

## М

Меандри – 208  
Метод «заморожених коефіцієнтів» – 184  
С синоптичний – 48  
С статистичний – 48  
С гідродинамічний – 48  
Метеорологічний екватор – 136  
Мусон – 149  
Мусонна тенденція – 149  
Мусонорозділ – 151  
Мусонна система  
С південно-азіатська – 158  
С південно-східна – 158  
С східно-азіатська – 158  
С тибетська – 158

## Н

Недоступна лабільна енергія – 197  
Неергодична динамічна система – 14  
Нестаціонарна тримодова роликоса конвекція – 15

## О

Осередок Хідлі - 135

## П

Палеоклімат – 6  
Пасат – 135  
С північно-східний – 177  
С південної півкулі – 178

С довгоперіодні – 114, 115  
Параметр стійкості атмосфери – 183  
Параметр Россбі – 164  
Підстильна поверхня – 37  
Південне коливання 216, 218  
Північно-Атлантичне коливання – 213, 218  
Північно-Атлантичне-Арктичне коливання - 219  
Північно-Тихоокеанське коливання – 215  
Північноморська-Каспійська телеконекція – 216  
Погода – 8  
Противіпромінювання атмосфери – 38

## Р

Ринги – 9, 208  
Рівняння динаміки обертання Землі – 21  
С Пуассона – 22  
С балансу кінетичної енергії – 190  
С еволюції повної енергії – 193  
С статики – 49  
С нерозривності 192, 201, 202  
С в бездивергентній атмосфері – 49  
С горизонтального руху – 49, 154  
С стану вологого повітря – 50  
С океанічної води – 202  
С еволюції ентропії – 50, 51  
С масової частки пари – 50, 51  
С Клаузіуса-Клапейрона – 51, 52  
С для питомої водності – 52  
С теплового балансу – 53  
С балансу вологи – 53  
С для вологості ґрунту – 60  
С для снігового покриву – 60  
С Ейлера – 21  
С руху у горизонтальній площині  
С С у декартовій системі координат – 163  
С С у сферичній системі координат – 201

Пасатна інверсія – 141  
С припливу тепла – 182  
С еволюції ентропії – 203  
С еволюції солоності – 203  
С балансу солі – 204

## С

Складові геострофічного вітру – 154  
Сонячна стала – 16, 36  
Статистичний ансамбль – 13  
Струминні течії – 102  
С тропосферні – 103  
С стратосферні – 103  
С субтропічна – 103, 104, 118, 122, 133  
С полярнофронтна – 103

## Т

Теорія збуреного руху Землі – 20  
С тектоніки літосферних плит – 28  
С Міланковича – 218  
Теорема В. І. Арнольда – 23  
Термобарична енергія – 124  
Термохалінна циркуляція – 222  
Транзитивна динамічна система – 14  
Трансформні розломи – 30  
Тропічні циклони – 145

## У

Умова квазігеострофічного  
наближення – 181

С деформації вихору швидкості у  
деякій точці простору за часом – 164  
С еволюції вихору – 181

## Ф

Фазовий простір – 14

## Х

Хвилі Кельвіна – 112, 114, 117, 126,  
132  
С Россбі-гравітаційні – 112, 114,  
126, 132  
С глобальні – 186  
С погодоутворювальні – 186

## Ц

Центри дії атмосфери – 151, 177,  
205

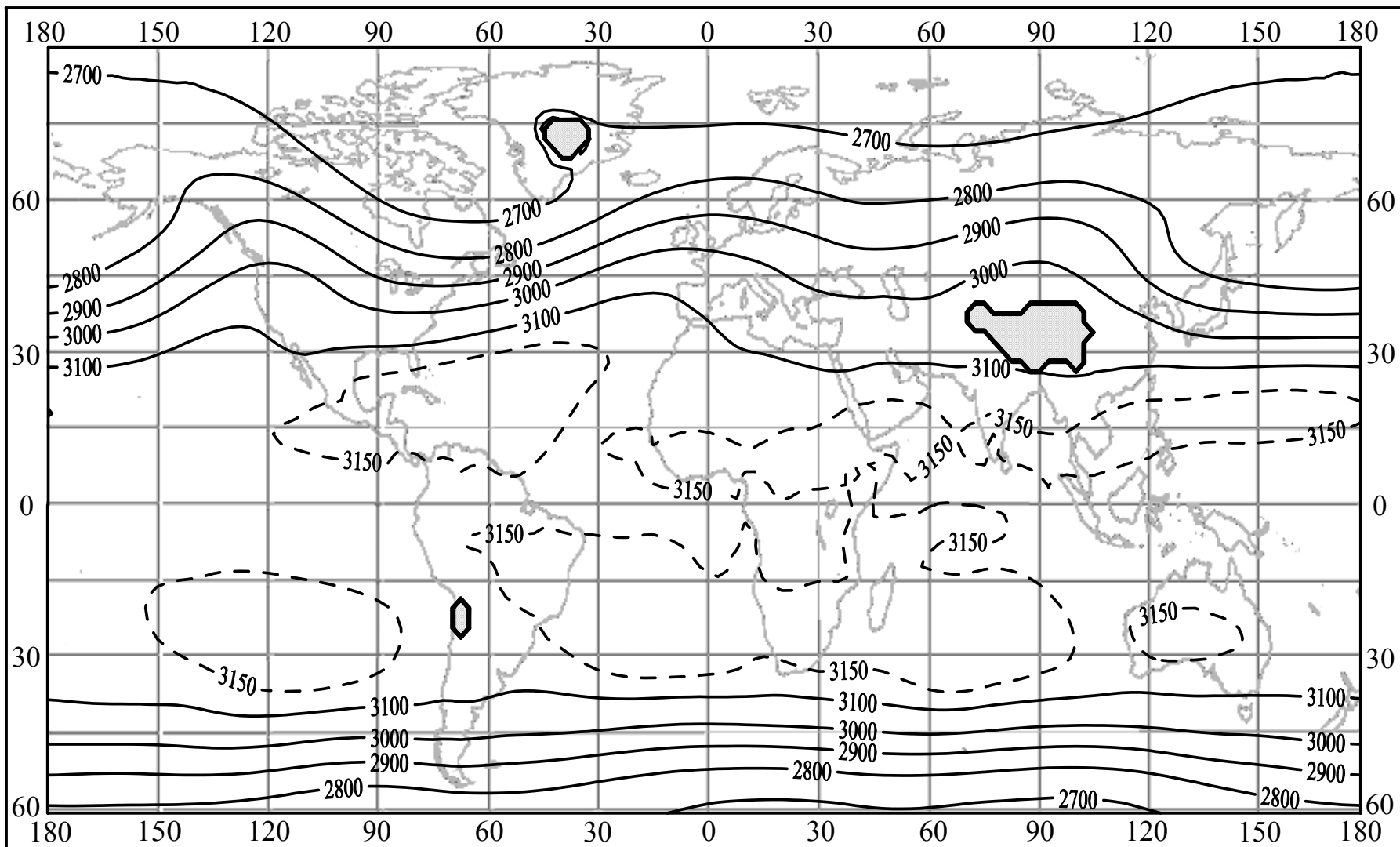
## Ш

Шар перемішування – 210  
Шар сезонного термоклинну – 210

## Я

Явище від'ємної в'язкості – 209

# *Додаток А*



☐ - Відсутність даних

Рисунок А.1 – Геопотенціальна висота поверхні 700 гПа (м). Січень

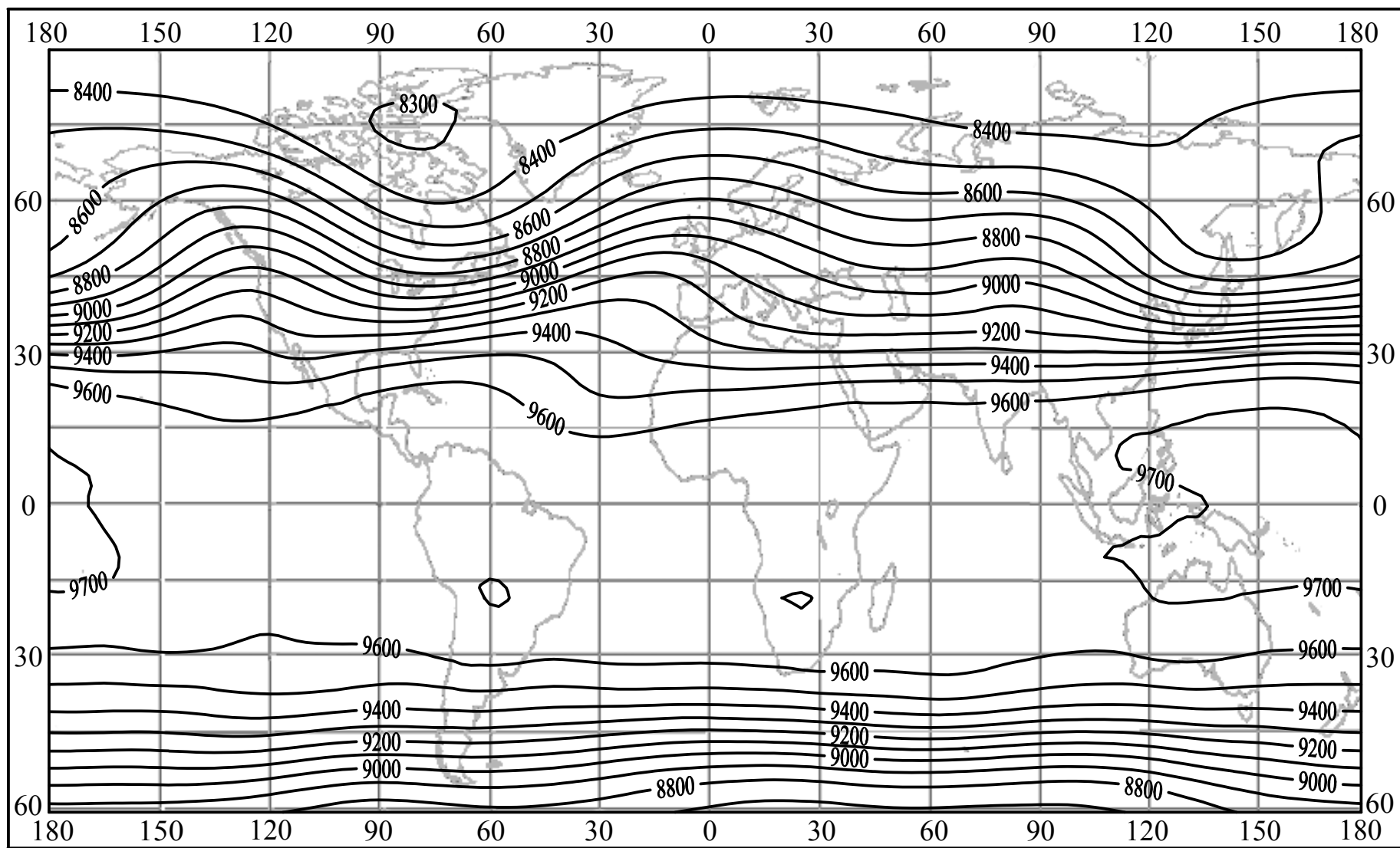


Рисунок А.2 – Геопотенціальна висота поверхні 300 гПа (м). Січень

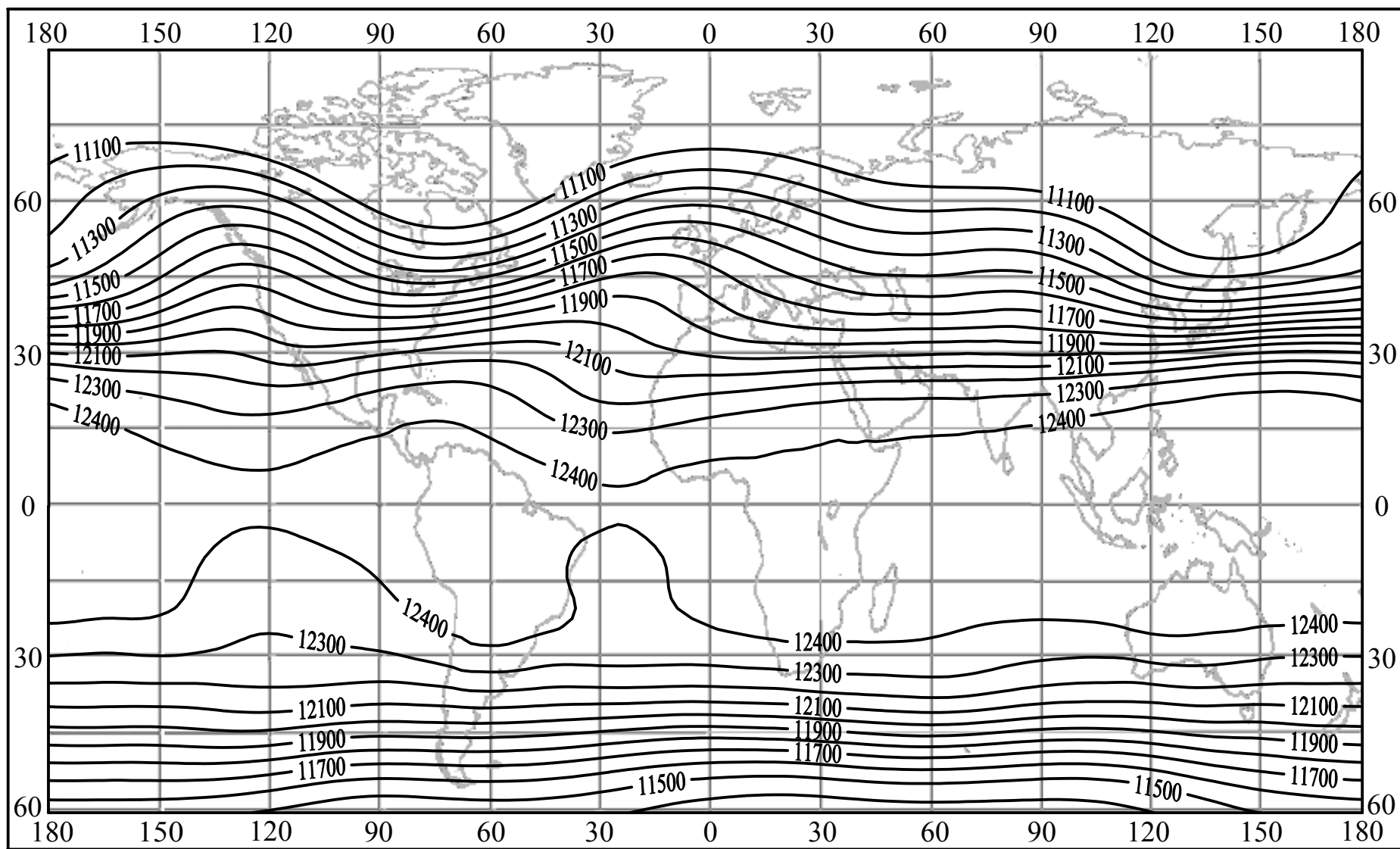


Рисунок А.3 – Геопотенціальна висота поверхні 200 гПа (м). Січень

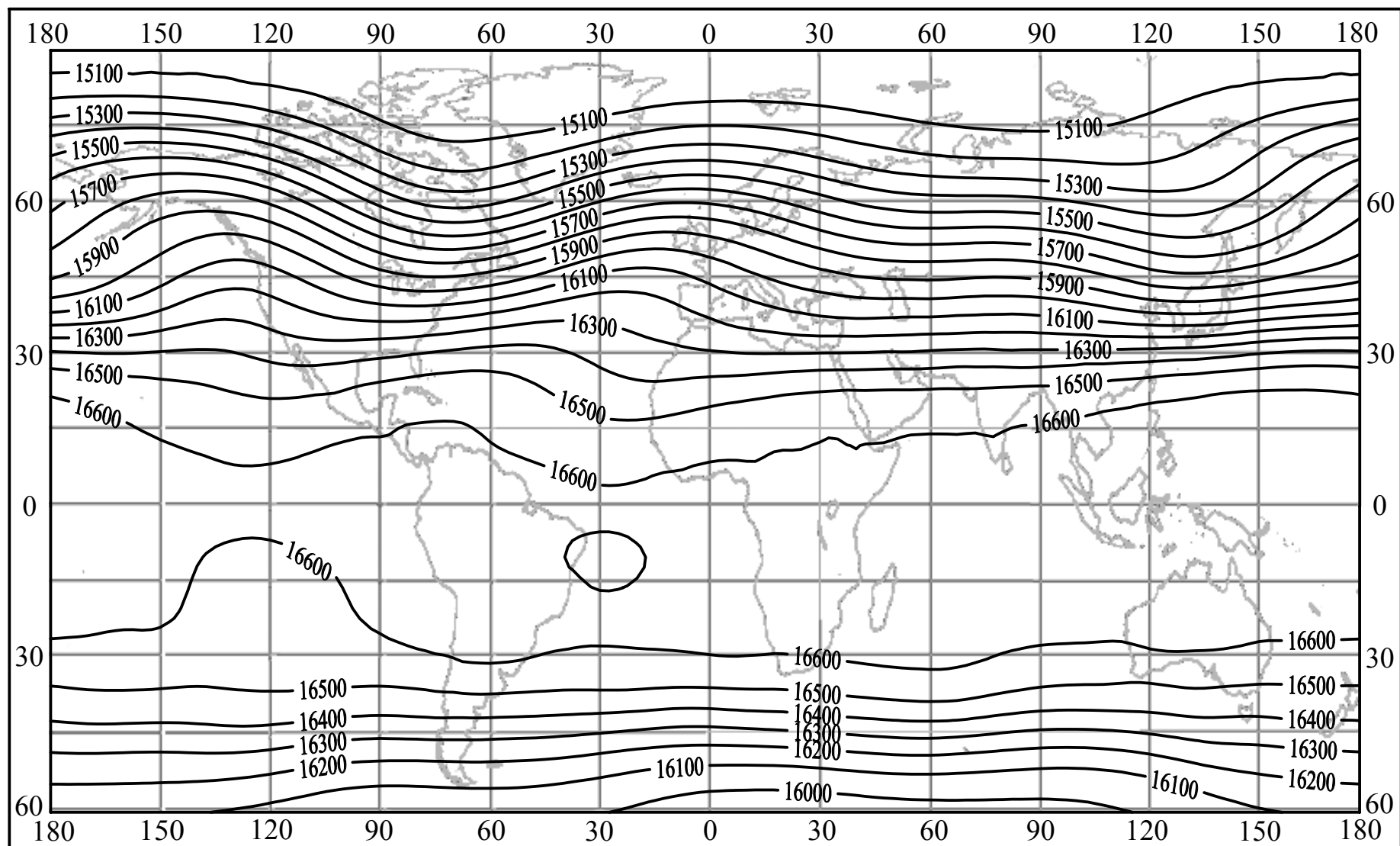


Рисунок А.4 – Геопотенціальна висота поверхні 100 гПа (м). Січень

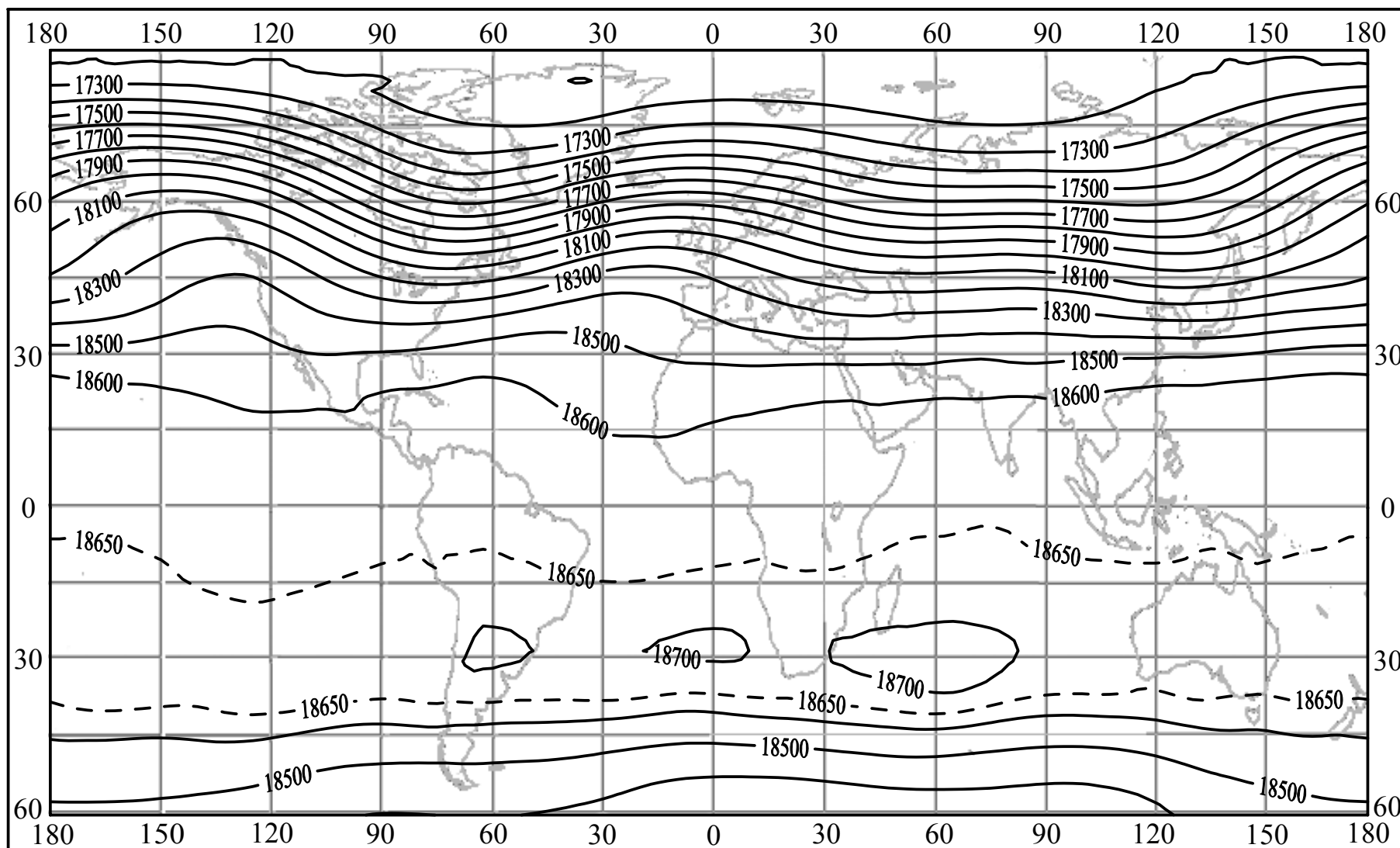


Рисунок А.5 – Геопотенціальна висота поверхні 70 гПа (м). Січень



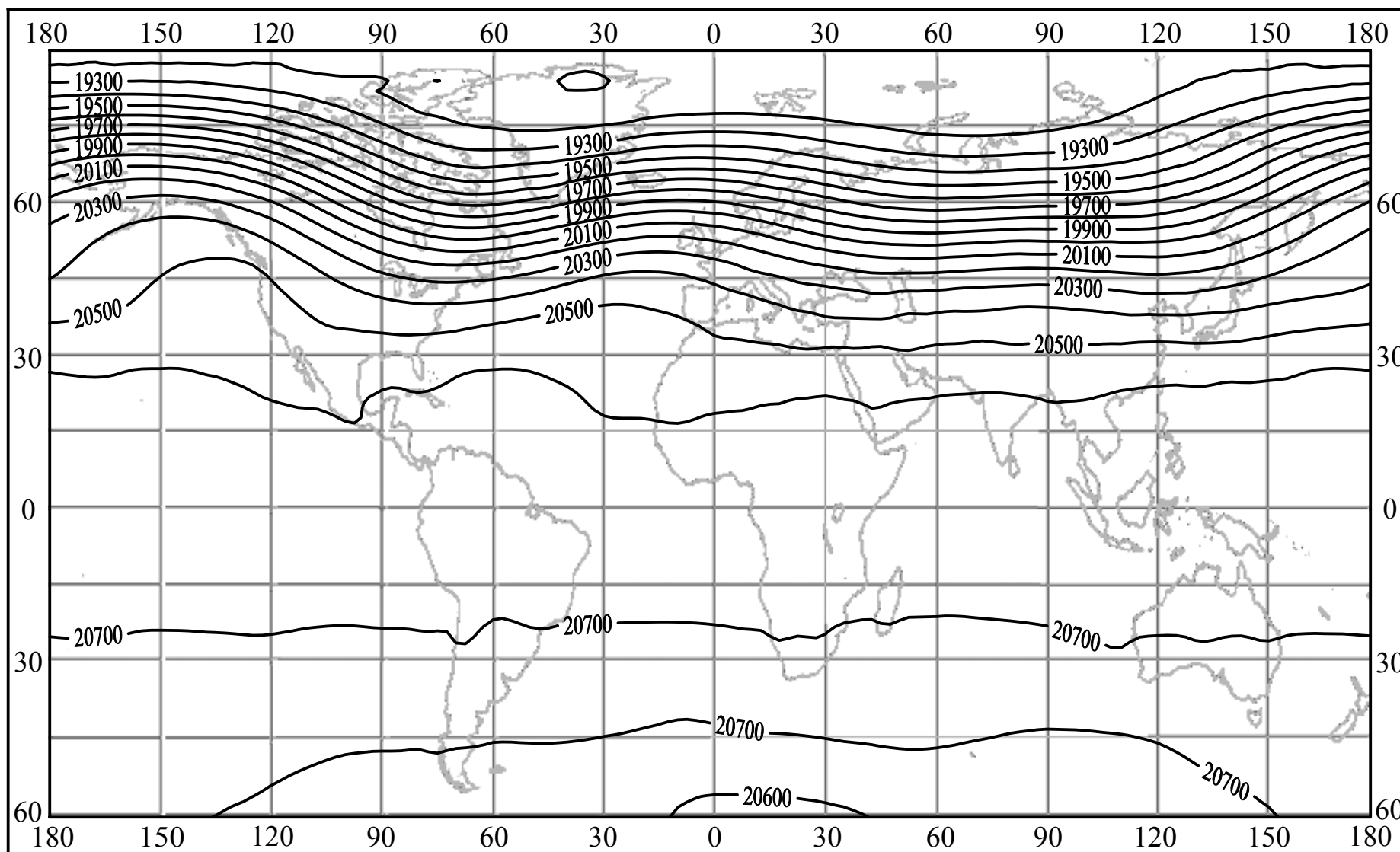


Рисунок А.6 – Геопотенціальна висота поверхні 50 гПа (м). Січень

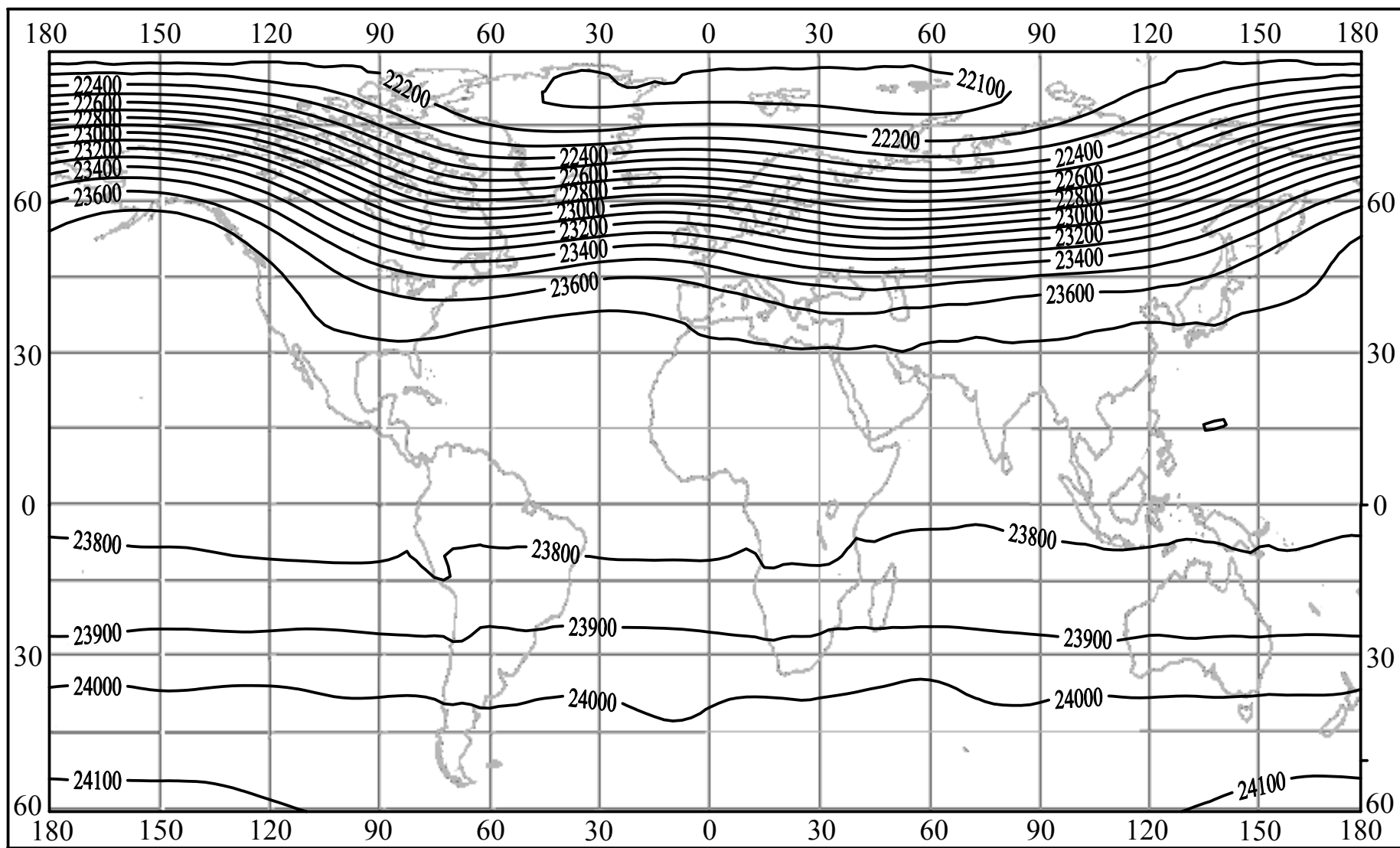


Рисунок А.7 – Геопотенціальна висота поверхні 30 гПа (м). Січень

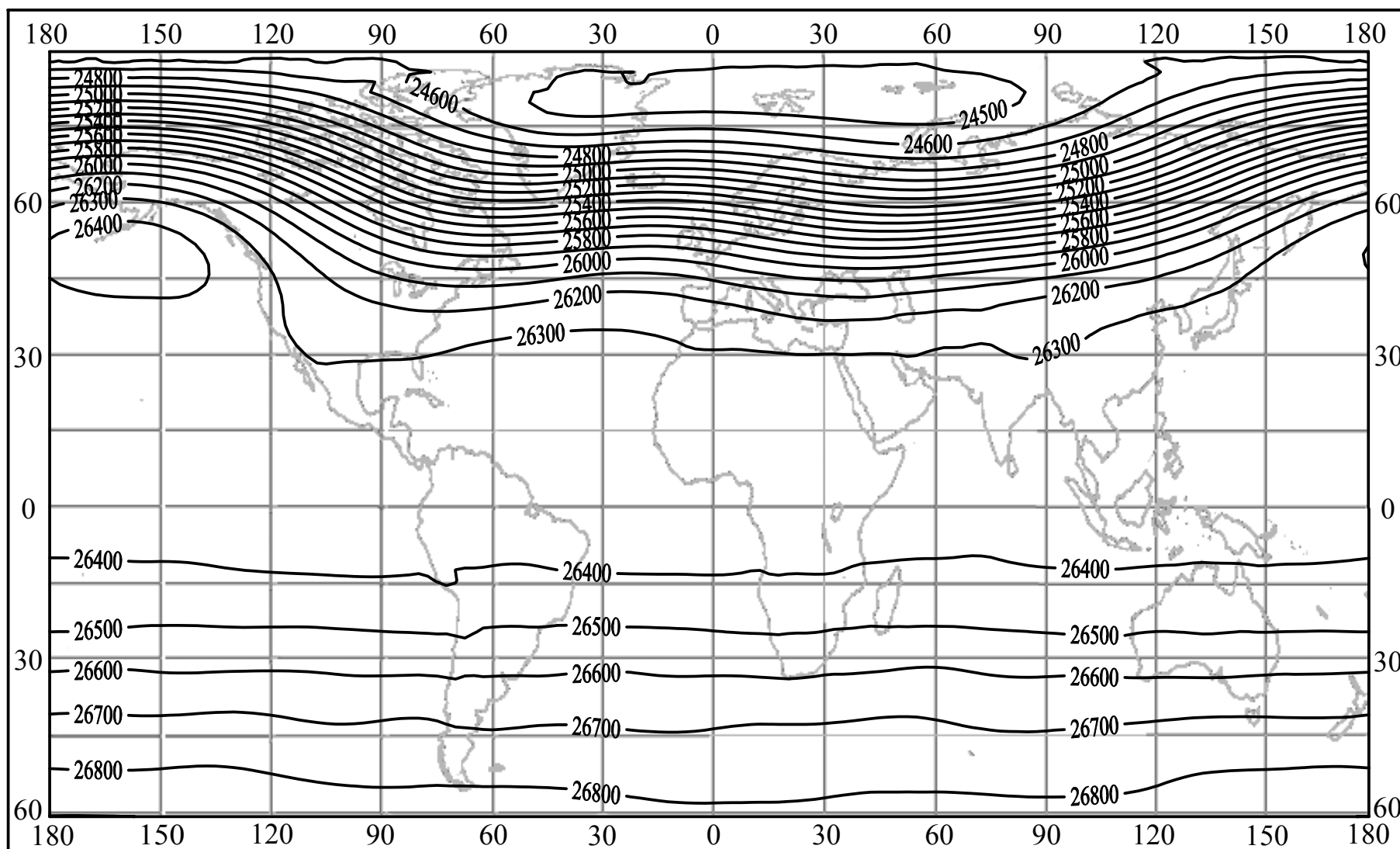
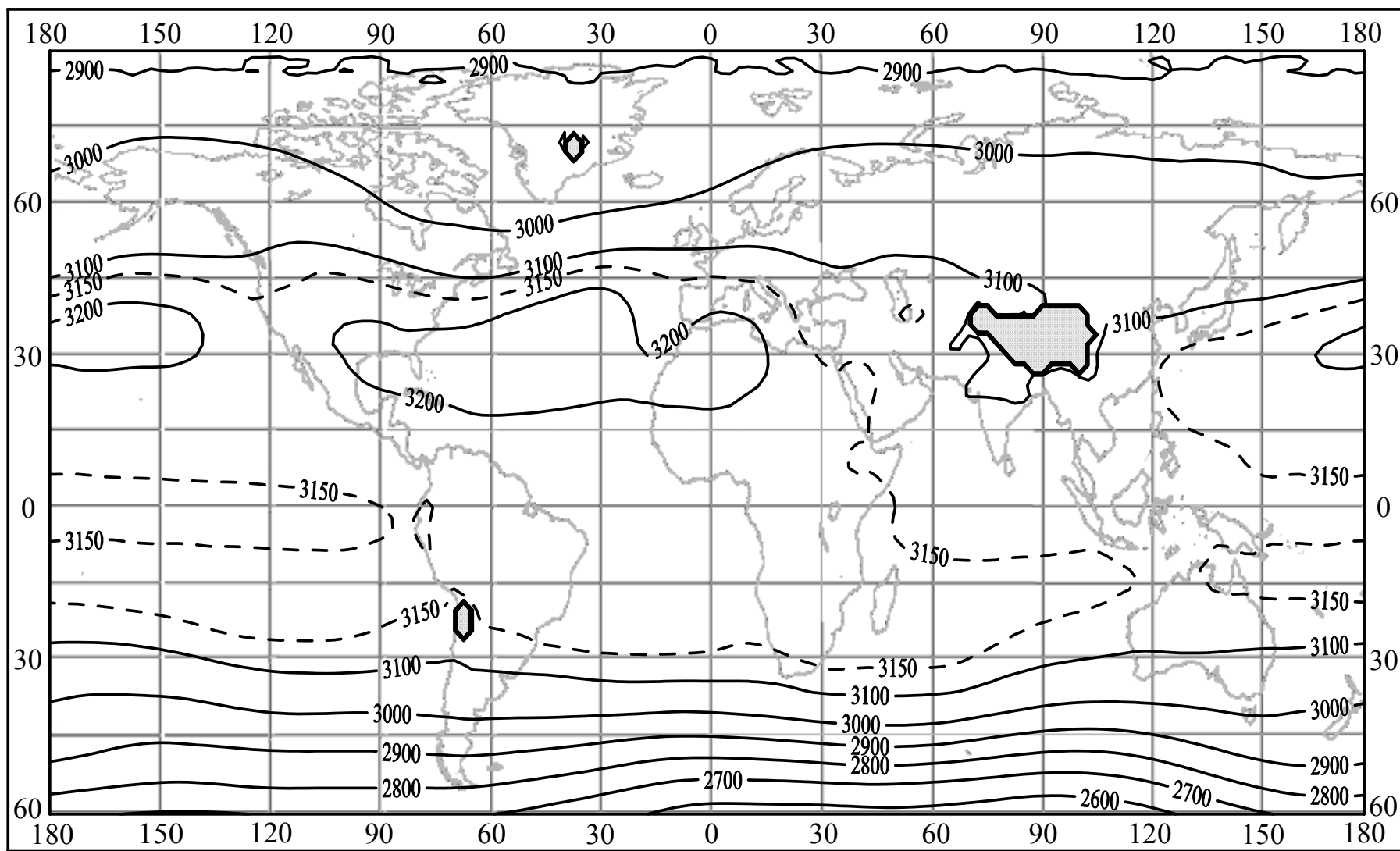


Рисунок А.8 – Геопотенціальна висота поверхні 20 гПа (м). Січень



▨ - Відсутність даних

Рисунок А.9 – Геопотенціальна висота поверхні 700 гПа (м). Липень

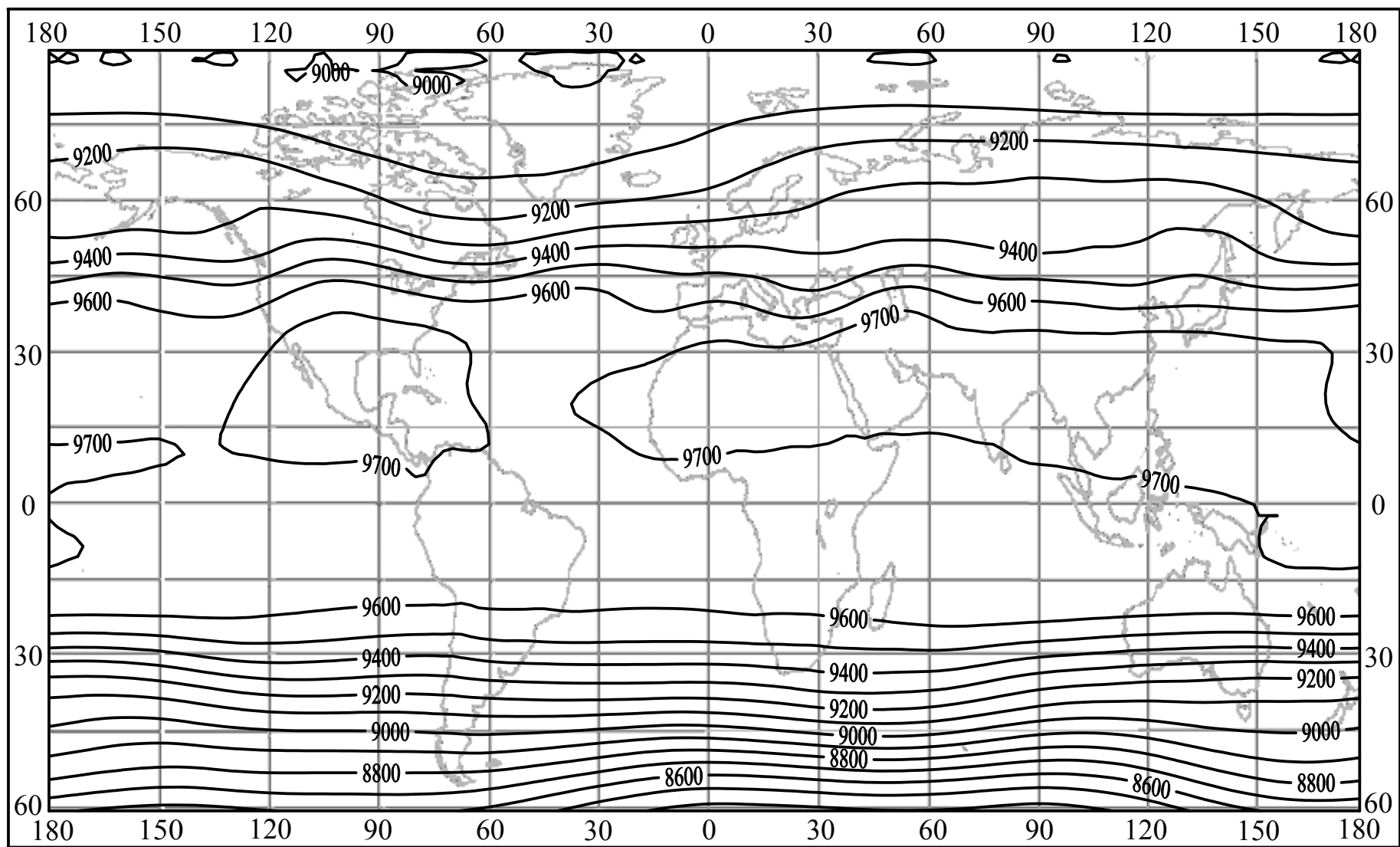


Рисунок А.10 – Геопотенціальна висота поверхні 300 гПа (м). Липень

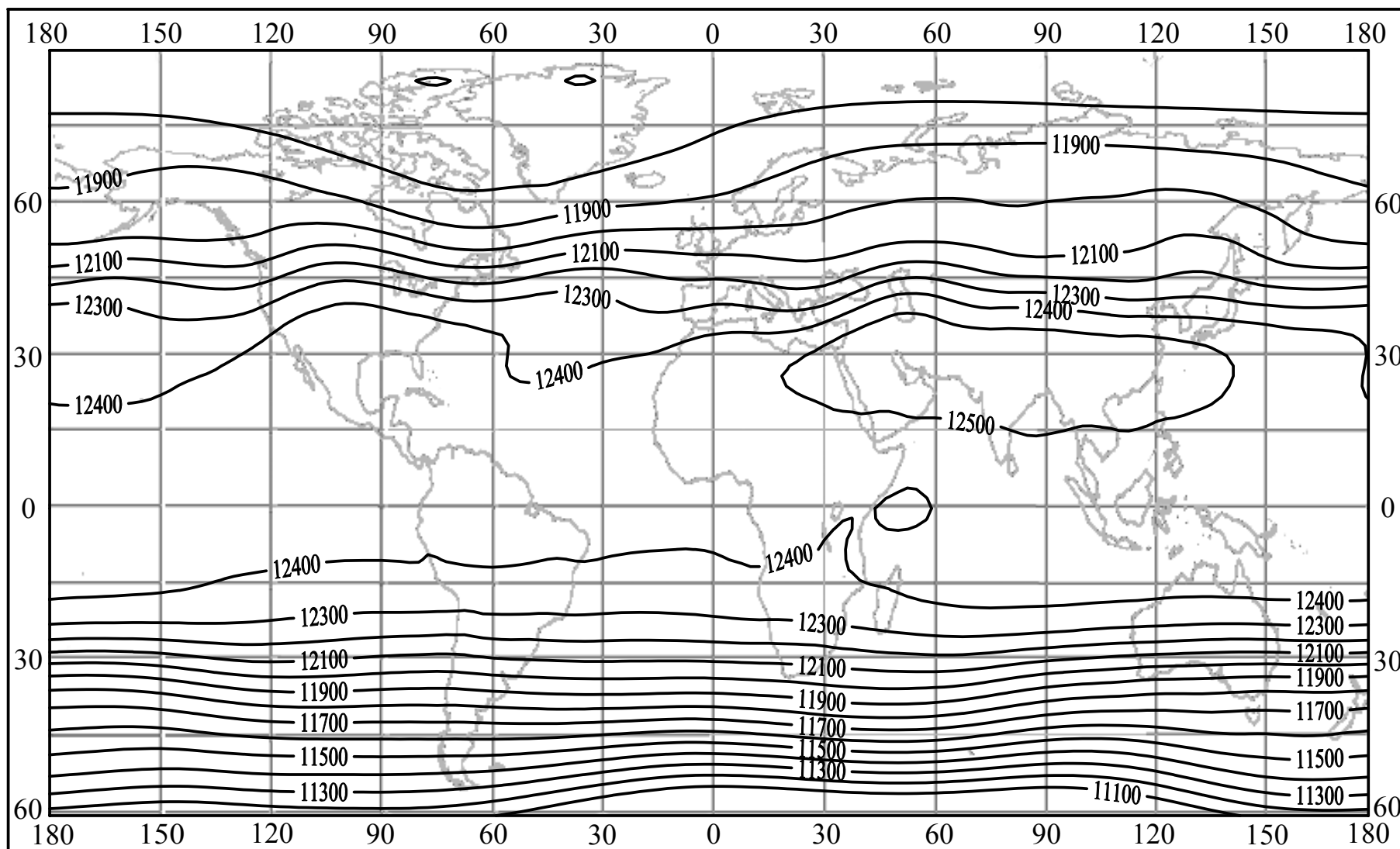


Рисунок А.11 – Геопотенціальна висота поверхні 200 гПа (м). Липень

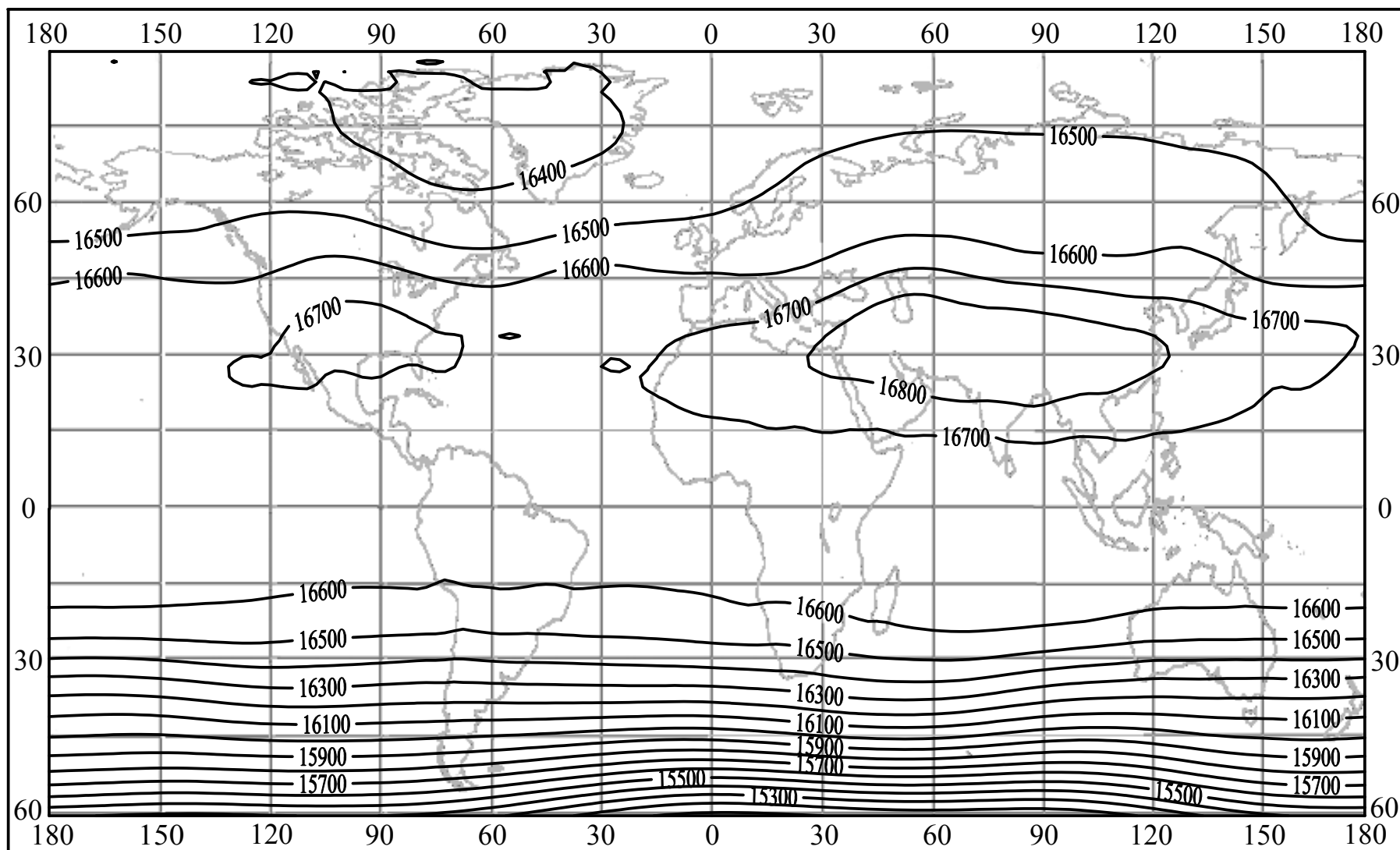


Рисунок А.12 – Геопотенціальна висота поверхні 100 гПа (м). Липень

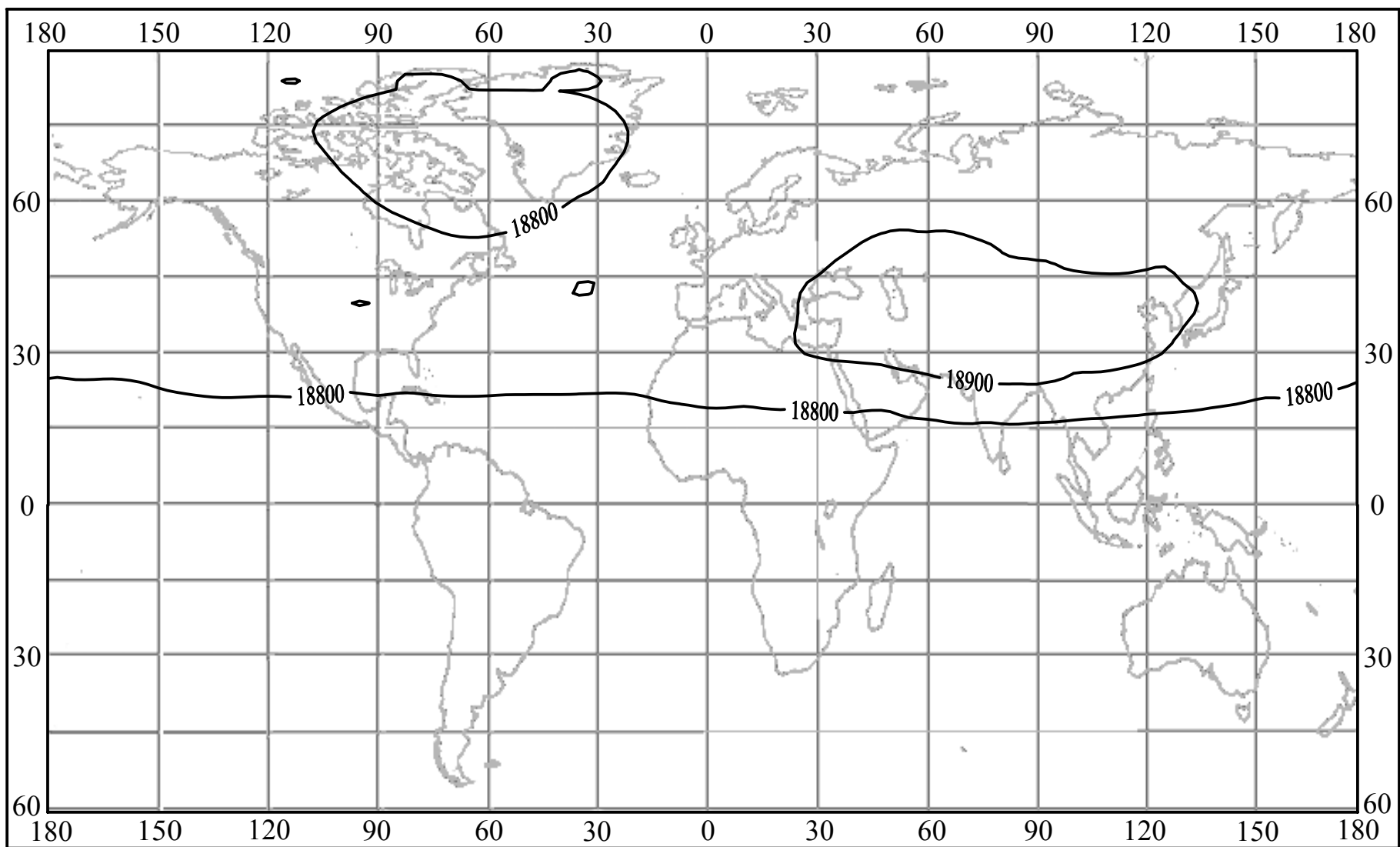


Рисунок А.13 – Геопотенціальна висота поверхні 70 гПа (м). Липень



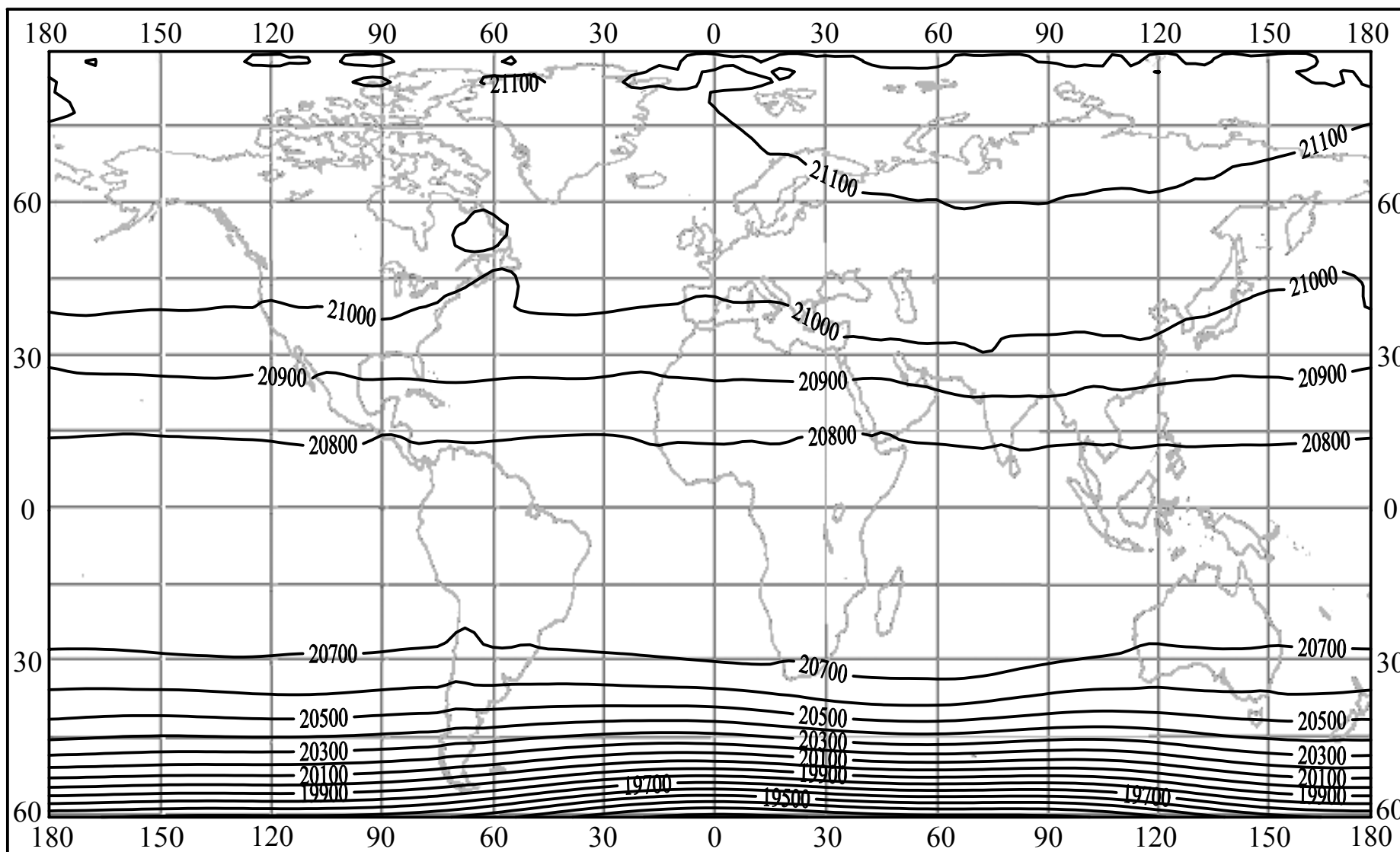


Рисунок А.14 – Геопотенціальна висота поверхні 50 гПа (м). Липень

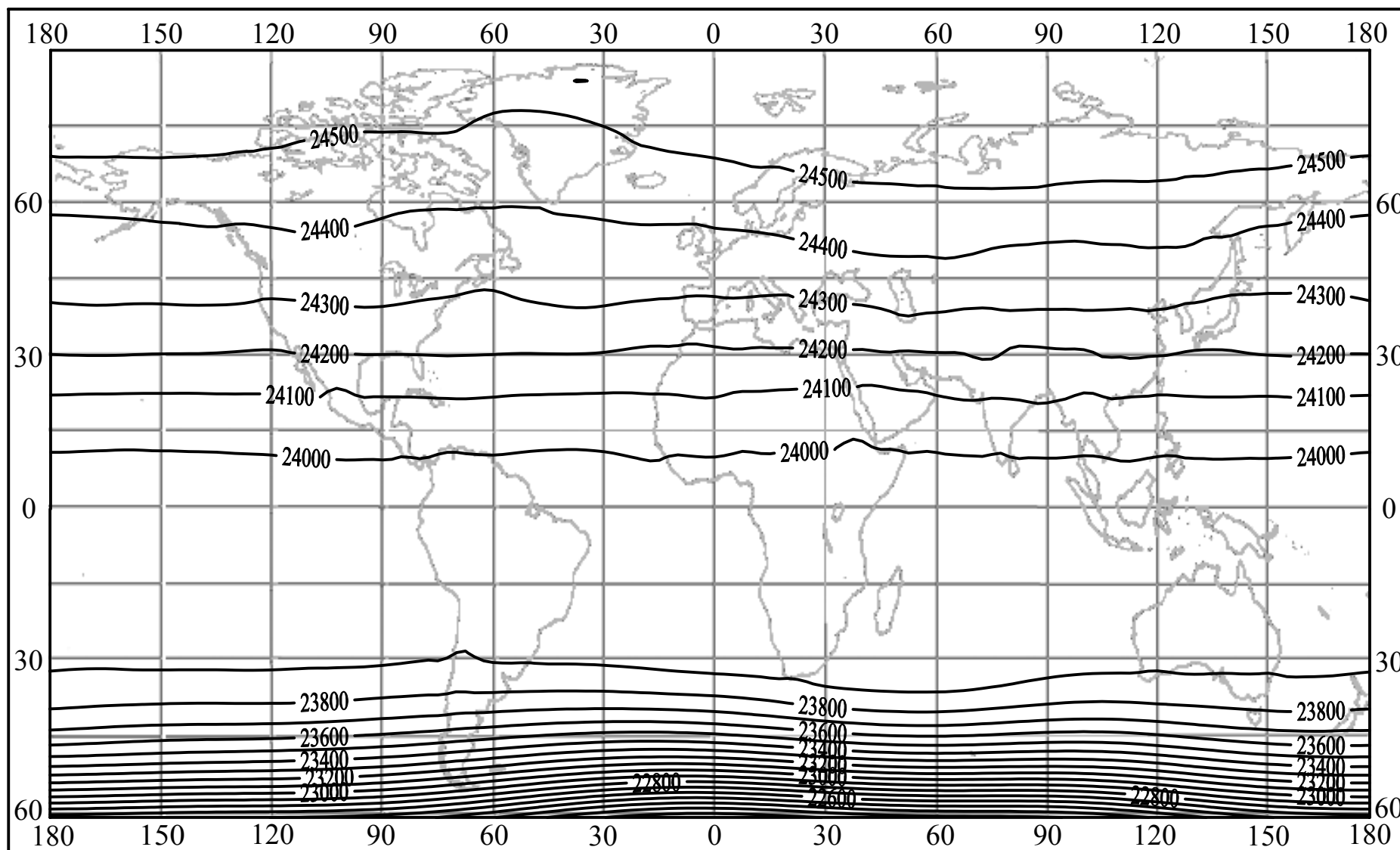


Рисунок А.15 – Геопотенціальна висота поверхні 30 гПа (м). Липень

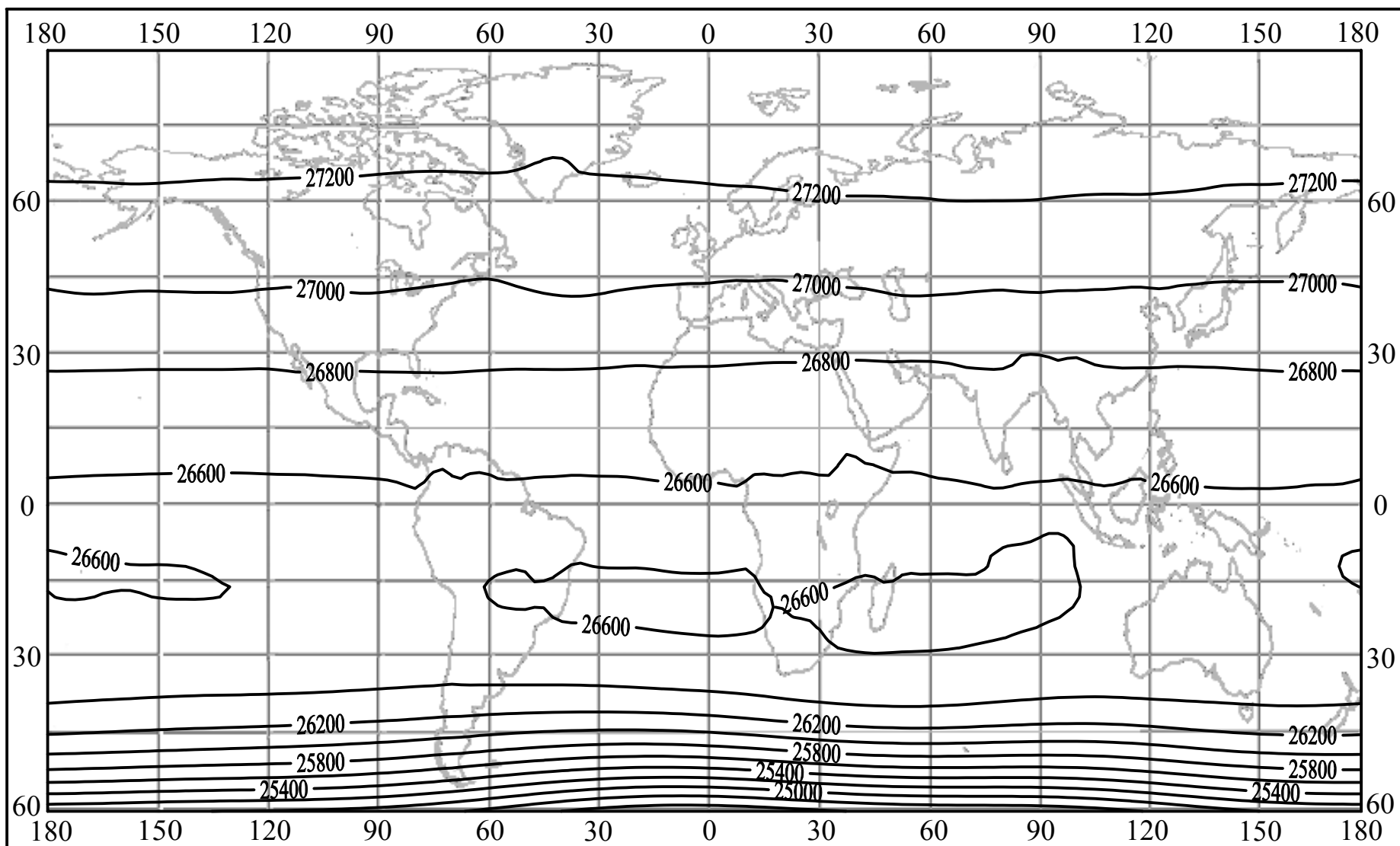


Рисунок А.16 – Геопотенціальна висота поверхні 20 гПа (м). Липень

*Навчальне видання*

**ГОНЧАРОВА ЛЮДМИЛА ДМИТРІВНА,  
Серга Едуард Миколайович,  
Шкільний Євген Павлович**

**КЛІМАТ І ЗАГАЛЬНА ЦИРКУЛЯЦІЯ АТМОСФЕРИ**

Навчальний посібник

Підп. до друку                      Формат 60x84/16    Папір офс.  
Умовн. друк. арк.                      Тираж                      Зам. №  
Надруковано з готового оригінал-макета

---

Одеський державний екологічний університет  
65016, Одеса, вул.Львівська, 15

---

Підприємство “ТЭС”, (0482)-42-90-98