

ПРО ЕНЕРГЕТИКУ ЦИРКУЛЯЦІЇ ГЕДЛІ

Ґрунтуючись на циклі енергії із трансформованими Ейлеревими середніми, аналізується бюджет вихрової кінетичної енергії (K_E) у тропіках та помірних широтах за умов різної інтенсивності чарунки Гедлі. Показано, що максимуми інтенсивності середньої тропічної циркуляції майже завжди співпадають із мінімумами запасів K_E . При максимальній інтенсивності чарунки Гедлі половина вихрової енергії, що генерується в тропіках, переноситься в помірні широти. У помірних широтах K_E збільшується за рахунок перетворення із середньозональної кінетичної енергії і цей процес є переважаючим, особливо при незначній інтенсивності циркуляції Гедлі.

Вступ

Циркуляція Гедлі відіграє значну роль у розподілі кліматичних режимів та визначенні атмосферної динаміки на Землі. Деякі сценарії клімату, в яких припускається зміщення на північ субтропічних посушливих зон як відгук на потепління клімату внаслідок збільшення концентрації CO_2 [7], у дійсності припускають зміщення до полюса низхідної гілки чарунки Гедлі. Ця, хоча і незначна, зміна циркуляції буде мати суттєвий вплив на всю біосферу Землі.

Інтенсивність та меридіональна ширина чарунки Гедлі може залежати від різних атмосферних процесів [9]: великомасштабне вихрове перенесення, атмосферна в'язкість, неоднорідність прогріву поверхні Землі, інтенсивність конвекції у внутрішній тропічній зоні конвергенції, феномен Ель Ніньо тощо.

Циркуляція Гедлі переносить: 1) у напрямку полюса потенціальну енергію, що генерується надлишком сонячної радіації; 2) догори та в напрямку полюса кутовий момент, що пов'язаний із більш швидким обертанням у низьких широтах; 3) вологу з субтропічних поясів із високим випаровуванням. Фактично середня циркуляція переносить відчутне та приховане тепло до екватора, генеруючи значні конвективні та середні вертикальні рухи, в яких повітря підіймається догори. Цей підйом забезпечує збільшення потенціальної енергії, яка потім

переноситься середньою циркуляцією в напрямку полюсів.

Таким чином, термічно пряма циркуляція Гедлі є важливою для підтримки невеликих меридіональних градієнтів температури, що спостерігаються в атмосфері. У позатропічних широтах за перенос тепла до полюса відповідають квазігеострофічні бароклинні вихори [1]. Хоч механізми утворення чарунки Гедлі та позатропічних вихорів є різні, проте ці динамічні режими можуть бути пов'язані між собою вертикальним зсувом зонального вітру в субтропіках, величина якого залежить від інтенсивності підживлення кутовим моментом циркуляції Гедлі та уповільнення внаслідок впливу позатропічних вихорів. Цілком очевидно, що може існувати зв'язок між прискоренням субтропічної струменевої течії внаслідок впливу чарунки Гедлі та переносом тепла за межі тропічного поясу, який спричинений вихорами.

Основні зв'язки між циркуляцією Гедлі та зонально усередненим кліматом у зимових позатропічних широтах, де ця циркуляція є найінтенсивнішою, показані в роботі Гоу [4]. Через те, що інтенсивніша чарунка Гедлі переносить більше абсолютного кутового моменту в субтропіки, врівноважений зональний вітер має великі вертикальні зсуви між субтропіками та середніми широтами. Останні супроводжуються збільшеним спрямованим до полюса переносом тепла, що викликаний нестационарними вихорами та середньою циркуляцією, яка спричинена вихорами. Усе це приводить до зменшення різниці температур та градієнтів потенціальної завихреності між середніми та високими широтами.

Щоб простежити зв'язок між зміною інтенсивності чарунки Гедлі та позатропічними вихорами, можна використати рівняння бюджету вихрової кінетичної енергії, тому що воно, значною мірою, описує еволюцію вихорів. Отже, метою цього дослідження є виявлення фізичних процесів, що приводять до пристосування еволюції позатропічних вихорів внаслідок змін інтенсивності циркуляції Гедлі за допомогою рівняння бюджету вихрової кінетичної енергії.

Методика дослідження та вихідні дані

На сьогодні існує декілька різних схем перетворення енергії в атмосфері [5]. Тут ми будемо використовувати схему енергетичного циклу, що була впроваджена Пламом [7]. Хоч вона й має деякі недоліки, але її застосування в низьких широтах є цілком виправданим. Запишемо

рівняння бюджету вихрової кінетичної енергії в ізобаричній сферичній системі координат у вигляді:

$$\int_{\nu} \frac{\partial K_E}{\partial t} d\nu = C(K_Z \rightarrow K_E) + C(P_E \rightarrow K_E) + F(K_E) + S(K_E), \quad (1)$$

де

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

$$C(K_Z \rightarrow K_E) = \int_{\nu} \bar{u} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (B_{\varphi} \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial B_p}{\partial p} \right] d\nu; \quad (3)$$

$$C(P_E \rightarrow K_E) = - \int_{\nu} \frac{R}{p} \overline{T' \tau'} d\nu; \quad (4)$$

$$F(K_E) = - \int_{\nu} \left\{ \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[(\overline{\phi' v'} + \bar{u} B_{\varphi}) \cos \varphi \right] + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi' \tau'} + \bar{u} B_p) \right\} d\nu; \quad (5)$$

$$S(K_E) = \int_{\nu} (\overline{u' L'_{\varphi}} + \overline{v' L'_{\lambda}}) d\nu; \quad (6)$$

$$\int_{\nu} d\nu = \frac{1}{g} \int_0^{p_s} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi dp,$$

де u , v і τ – складові вектора вітру по трьох осях; a – радіус Землі; φ – географічна широта; p – тиск (p_s – тиск біля земної поверхні); R – універсальна газова стала; T – температура повітря; ϕ – геопотенціал; L_{φ} і L_{λ} – складові сили тертя; g – прискорення вільного падіння.

У рівняннях (2)-(6) було використане поняття середньозональної величини та відхилення від неї:

$$\bar{f} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f dx, \quad f' = f - \bar{f},$$

де L – довжина широтного кола.

На відміну від традиційного циклу енергії [1], Плам [8] запропонував використовувати поняття залишкової меридіональної циркуляції, що базується на трансформованих Ейлеревих середніх величинах, і, ґрунтуючись на ньому, впровадив так звану вихрову радіаційну напругу \mathbf{B} (або „ефективний потік кількості руху”), яка протилежна за знаком потоку Еліассена-Пальма. Також \mathbf{B} є аналогом потоку псевдокількості руху в теорії узагальненої Лагранжевої середньої

та бездивергентна за умови „без прискорення”. Вирази для складових потоку \mathbf{V} мають такий вигляд:

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} B_\varphi \\ B_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{u'v'} + \frac{pb_2 \overline{v'T'}}{R} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \\ \overline{u'\tau'} + \frac{pb_2 \overline{v'T'}}{R} \left(\lambda - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

де λ – параметр Коріоліса,

$$b_2 = \frac{R}{p} \left(\kappa \frac{\overline{\bar{T}}}{p} - \frac{\partial \overline{\bar{T}}}{\partial p} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Подвійна риска у формулі (8) означає глобальне усереднення.

У рівнянні (1) перший член праворуч описує перетворення середньозональної кінетичної енергії, а другий – вихрової доступної потенціальної енергії у вихрову кінетичну енергію. Третє складове (праворуч) є дивергенцією потоку, а четверте – стоком (або джерелом) K_E .

Таким чином, формули (3)-(6) описують балансове рівняння (1) для вихрової кінетичної енергії.

Для розрахунків використовувалися дані реаналізу NCEP-NCAR, які на сьогодні можна вважати одними з найнадійніших [6]. Дані про поля метеорологічних величин подані для всієї земної кулі з кроком $2,5^\circ$ за широтою та довготою на 17 ізобаричних поверхнях від 1000 до 10 гПа. Для розрахунку складових бюджету (1) і складових сили тертя за методикою, що представлена в роботі [2], використовувалися середньомісячні дані за 1979-2002 роки.

Аналіз складових бюджету K_E виконувався для двох широтних поясів: $0-30^\circ$ та $30-60^\circ$ пн.ш. Вище вже відзначалося, що взимку чарунка Гедлі має найбільшу інтенсивність, тому для розрахунків складових бюджету використовувалися дані за січень.

Зв'язок позатропічної енергетики з інтенсивністю чарунки Гедлі

За міру інтенсивності чарунки Гедлі використаємо значення масової функції течії χ (розмірність якої кг с^{-1}) на осі циркуляції у широтному поясі $0-30^\circ$, де воно максимальне. В ізобаричній системі координат формула для χ має вигляд:

$$\chi = \frac{a \cos \varphi}{g} \int_0^p \bar{v} dp. \quad (9)$$

На рис. 1 представлені максимальні значення χ_m у січні по роках. Зауважимо, що взимку ці значення спостерігаються переважно на 10-15° пн.ш. близько рівня 400 гПа.

Як бачимо, існують певні коливання інтенсивності середньої циркуляції, причому різниця між максимумом та мінімумом може складати близько 20%, як, наприклад спостерігалось у січні 1987 та 1989 років. У цьому дослідженні не будемо детально розглядати причини цих коливань, але зауважимо, що в періоди максимальної інтенсивності чарунки Гедлі в тропічному поясі спостерігається (майже завжди) зменшення запасів вихрової кінетичної енергії і навпаки, коли інтенсивність є малою, запаси K_E збільшуються (рис. 2б). Аналогічна ситуація спостерігається й для запасів K_E у помірних широтах (рис. 2а). Пояснити це можна, згадавши, що при максимальній інтенсивності чарунки Гедлі в субтропічній струменевій течії збільшується швидкість західного вітру, тобто збільшуються запаси середньозональної кінетичної енергії. Останнє ж не завжди є причиною великих запасів K_E .

На рис. 2 графіки підтверджують добре відомий факт, що взимку запаси вихрової кінетичної енергії в помірних широтах більші (у нашому випадку, приблизно у два рази) ніж у тропіках [3]. Це також є підтвердженням великої активності вихорів у позатропічних широтах у порівнянні із тропіками.

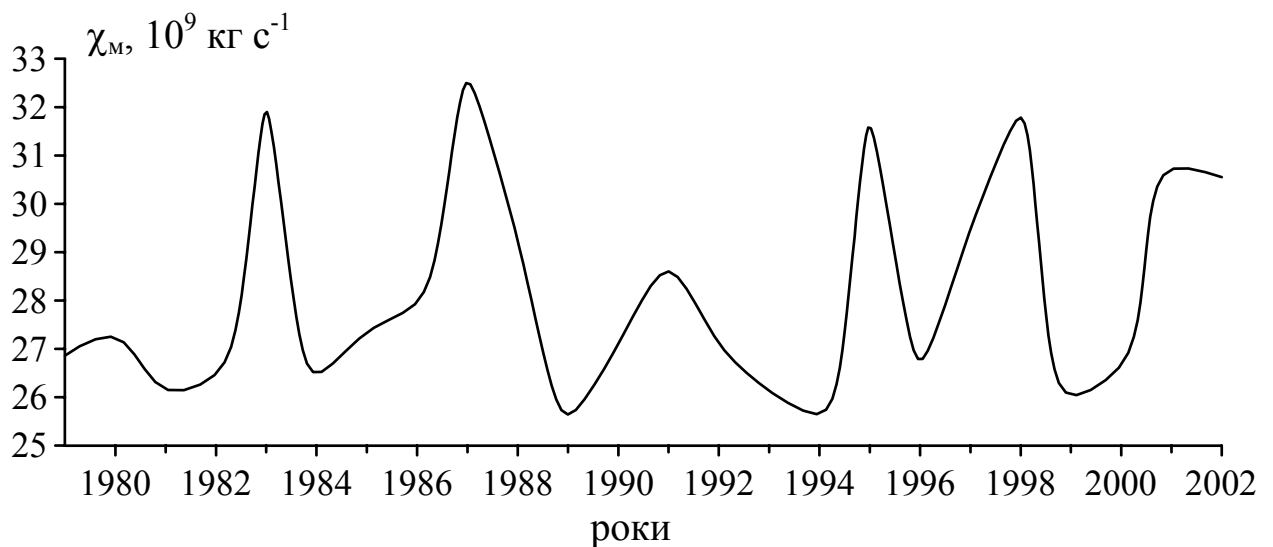


Рис. 1. Величини масової функції течії на осі циркуляції Гедлі у січні по роках

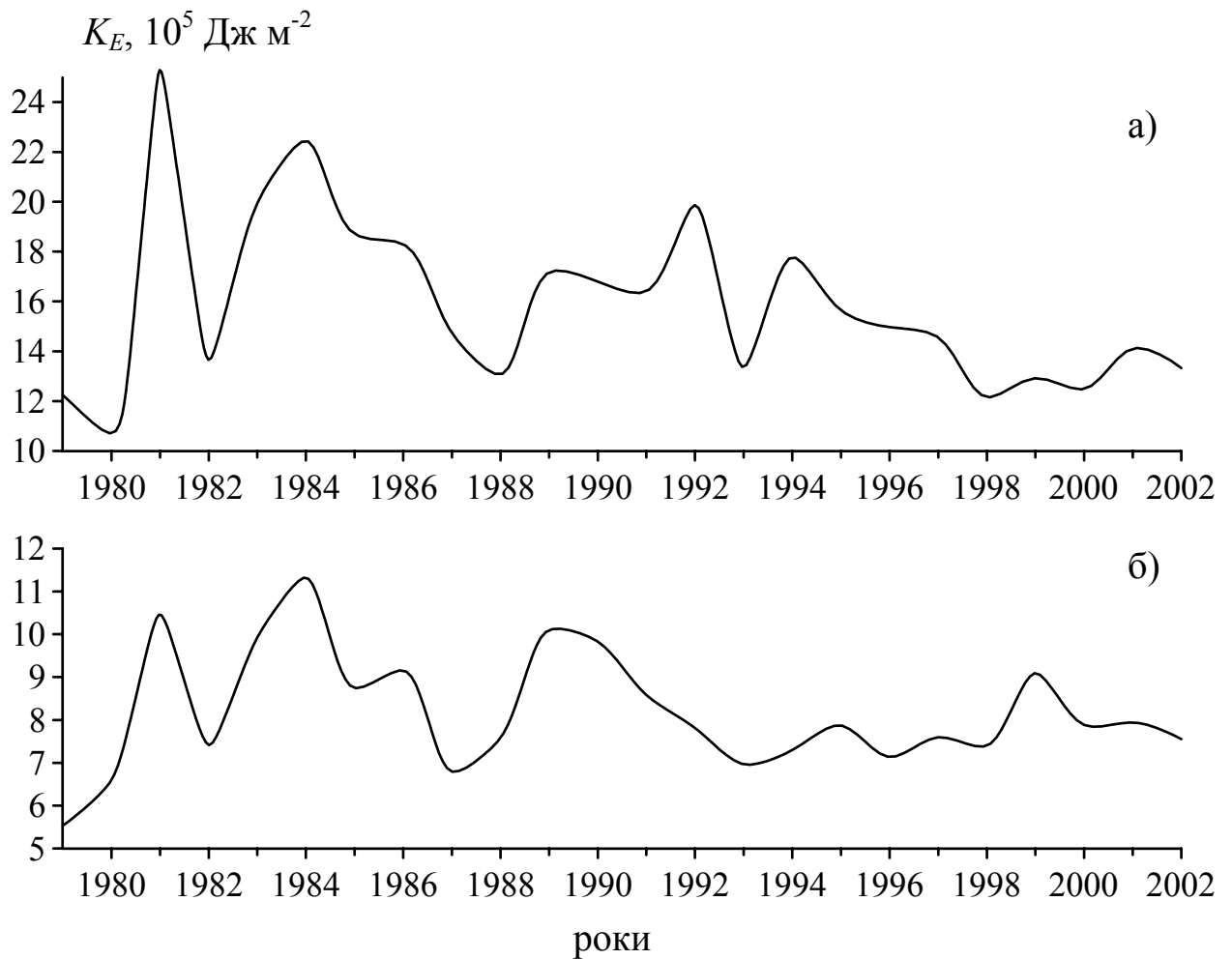


Рис. 2. Запаси вихрової кінетичної енергії у січні у широтних поясах 30-60° пн.ш. (а) та 0-30° пн.ш. (б) по роках

Для того, щоб простежити механізми передачі енергії від чарунки Гедлі до позатропічних широт, розглянемо бюджети вихрової кінетичної енергії за 1987 та 1989 роки. За період 1979-2002 років у перший з них інтенсивність циркуляції була найбільшою, потім зменшувалася і досягла найменшого значення у другий (див. рис. 1).

Першим, що можна відзначити, є приплив вихрової кінетичної енергії у всіх розглянутих випадках (рис. 3) у результаті перетворення із середньозональної кінетичної енергії (K_Z) та вихрової доступної потенціальної енергії (P_E), а також за рахунок потоку K_E через південну границю широтного поясу. Відплив K_E здійснюється за рахунок дисипації та потоку через північну границю. Відзначимо також, що згідно Пламу [8] потік K_E близько 30° пн.ш. спрямований з півдня на північ та зверху вниз.

Для випадку максимальної інтенсивності чарунки Гедлі складові $C(K_Z \rightarrow K_E)$ та $C(P_E \rightarrow K_E)$ у тропіках (рис. 3а) не великі і майже половина енергії, що генерувалася, за рахунок потоку через північну границю перейшла до помірних широт. До того ж, у широтному поясі 30-60° пн.ш. (рис. 3б) відзначалася й майже на порядок більша генерація K_E , причиною чого можна вважати посилення субтропічної течії. Отже, хоч умови для підтримки позатропічних вихорів при інтенсивній чарунці Гедлі мало

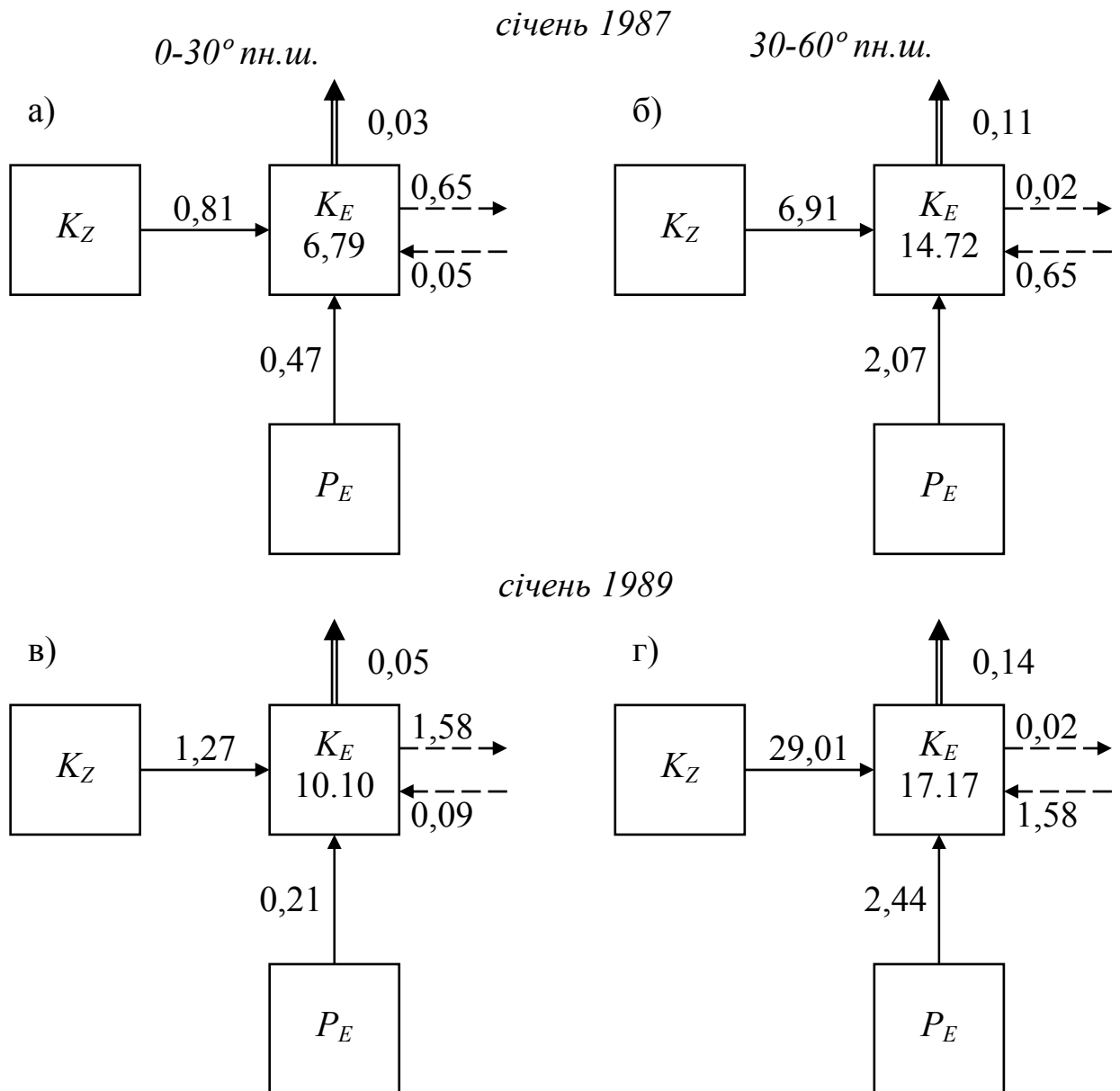


Рис. 3. Бюджет вихрової кінетичної енергії у тропіках та помірних широтах північної півкулі ($K_E - 10^5$ Дж м⁻², складові балансу – Вт м⁻²). Суцільна стрілка – перетворення енергії, пунктирна – потік (верхнє значення – через північну границю, нижнє – через південну), подвійна – дисипація

сприятливі, але і в цьому випадку велика частина K_E передається північніше, а сама K_E збільшується як у тропіках, так й у середніх широтах.

Коли циркуляція Гедлі менш інтенсивна, то майже вся вихрова кінетична енергія, що згенерувалася в ній, передається в помірні широти, а баланс енергії в тропіках стає від'ємним (рис. 3в). У середніх широтах (рис. 3г) спостерігається значне перетворення $C(K_Z \rightarrow K_E)$, яке майже в п'ять разів більше за аналогічну величину для попереднього випадку. Скоріше за все, цей процес зумовлений вже внутрішніми особливостями помірних широт.

Висновки

Представлений вище аналіз бюджетів вихрової кінетичної енергії показує, що вплив чарунки Гедлі на вихрову енергетику позатропічних широт виявляється, насамперед, у передачі частини, а іноді й усієї, енергії, що згенерувалася, із тропіків на північ. Причому у випадку слабкої інтенсивності меридіональної циркуляції може не залишитися резервів для збільшення K_E у самих тропіках.

Якщо чарунка Гедлі є інтенсивною, перетворення середньозональної кінетичної енергії у вихрову менше (особливо в помірних широтах) ніж для випадку слабкої інтенсивності меридіональної циркуляції. Але в першому випадку це перетворення можна пов'язати з могутньою субтропічною струменевою течією.

Впроваджений у цьому дослідженні енергетичний підхід дозволив на основі лише одного балансового рівняння виявити деякі механізми вихороутворення у тропічних та помірних широтах. Проте залишаються й нерозв'язані питання, що пов'язані, насамперед, з процесами перетворення середньозональної енергії. Можливо, ретельне дослідження повного енергетичного циклу для окремих частин півкулі допоможе виявити деякі цікаві закономірності, які, як правило, пояснюються глобальною телеконнекцією.

* *

На основе цикла энергии с трансформированными Эйлеровыми средними анализируется бюджет вихровой кинетической энергии (K_E) в тропиках и умеренных широтах при условиях разной интенсивности ячейки Хедли. Показано, что максимумы интенсивности средней тропической циркуляции почти всегда совпадают с минимумами запасов K_E . В период

максимальної інтенсивності ячейки Хедли половина вихревої енергії, генерующоїся в тропіках, переноситься в умеренні широти. Також, в умерених широтах K_E збільшується за рахунок перетворення їх середньозональної кінетичної енергії, і цей процес є домінуючим, особливо для мало інтенсивної циркуляції Хедли.

* *

1. Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы: Пер. с англ. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 259 с.
2. Хохлов В.М. Параметризація вертикальної і горизонтальної дифузії в рівнянні бюджету кінетичної енергії // Метеорологія, кліматологія та гідрологія. – 2001. – Вип. 44. – С. 24-29.
3. Хохлов В.М. Запаси різних видів енергії в атмосфері північної півкулі // Наук. праці УкрНДГМІ. – 2002. – Вип. 250. – С. 34-41.
4. Hou A.Y. Hadley circulation as a modulator of the extratropical climate // J. Atmos. Sci. – 1998. – Vol. 55. – P. 2437-2457.
5. Iwasaki T. Atmospheric energy cycle viewed from wave–mean-flow interaction and Lagrangian mean circulation // J. Atmos. Sci. – 2001. – Vol. 58. – P. 3039-3052.
6. Kistler R., Kalnay E., Collins W., Saha S., White G., Woollen J., Chelliah M., Ebisuzaki W., Kanamitsu M., Kousky V., van den Dool H., Jenne R., Fiorino M. The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: monthly means CD-ROM and documentation // Bull. Amer. Meteor. Soc. – 2001. – Vol. 82. – P. 247-267.
7. Manabe S., Wetherald R.T. On the distribution of climate change resulting from an increase in CO₂ content of the atmosphere // J. Atmos. Sci. – 1980. – Vol. 37. – P. 99-118.
8. Plumb R.A. A new look at the energy cycle // J. Atmos. Sci. – 1983. – Vol. 40. – P. 1669-1688.
9. Rind D., Rossow W.B. The effects of physical processes on the Hadley circulation // J. Atmos. Sci. – 1984. – Vol. 41. – P. 479-507.

Одеський державний екологічний університет