

ВПЛИВ ХВИЛЬ СОЛІТОННОГО ТИПУ НА УТВОРЕННЯ НЕФРОНТАЛЬНИХ ОПАДІВ

Шляхом числового експерименту показаний факт можливості генерації хвилями солітонного типу поля швидкостей, яке зумовлює виникнення вихрових циркуляцій з квазігоризонтальною віссю. Встановлено, що локалізація внутрішньомасових конвективних опадів на східній периферії блокуючого антициклону співпадає з їх розташуванням. Досліджено характеристики одержаних вихрових структур.

Ключові слова: блокуючий антициклон, хвиля солітонного типу, індекс блокування, поле опадів, рівняння Нав'є-Стокса, вихрові циркуляції.

Вступ. Розробка середньострокових прогнозів погоди містить одну цікаву проблему – наявні моделі атмосферної циркуляції нічого або майже нічого не кажуть про можливість існування у зональному потоці локальних структур, які не можуть бути описані через гармонічні складові. Такими локальними структурами, перш за все, виступають системи, в яких лінійне розсіювання компенсується нелінійними членами. Справа в тому, що припущення можливості існування зазначених структур ставить проблему перегляду всього аналізу передбачуваності атмосферних процесів – існуючі числові моделі повинні перевірятися за причиною виникнення розрахункових дисперсійних помилок, які можуть заважати збереженню балансу [7].

Висловлюючись більш поширеними у метеорології термінами, проблему можна сформулювати іншим чином – процеси стійкого блокування зонального перенесення зумовлюють таку динамічну структуру початкових даних, яка має низьку передбачуваність. Якщо врахувати, що стійкому блокінгу у тропосфері відповідають найрізноманітніші аномалії у полях опадів і температури [2], то актуальність проблеми у прогностичному сенсі стає очевидною. До того ж, існує інший важливий момент, який полягає у відомих труднощах числового прогнозування хмарності та опадів [5, 6]. Навіть в найкращих сучасних моделях точність їх прогнозу набагато нижче точності прогнозування таких величин, як тиск, температура або вітер. Це пов'язано з низькою точністю не тільки прогностичних, але й початкових полів вологості, а також ненадійністю схем розрахунку вертикальних швидкостей.

У [3] звертається увага на доцільність вивчення можливостей прогнозування опадів «за допомогою таких предикторів, які б визначалися через порівняно добре прогнозовані величини (тиск, температура, вітер) і мінімально залежали від величин, точність розрахунку яких є невисокою (вологість, вертикальна швидкість, модельні опади)». З іншого боку, може мати сенс і діагностування полів опадів, якщо система діагностичних характеристик підібрана вдало. На відміну від фронтальних опадів, які головним чином формуються під впливом бароклінності та взаємодії полів вітру та температури, причини генерації нефронтальних опадів висвітлені помітно менше.

Традиційне тлумачення причин блокування полягає у тому, що блокуючі антициклони мають тенденцію утворюватися над відносно теплою для даного сезону підстильною поверхнею – взимку над океанами, а влітку над континентами створюються найбільш сприятливі умови для їхнього виникнення та існування. Такі дані підтверджуються також і кліматологією блокуючих антициклонів [4]. Крім того, існує думка [4], що необхідною умовою для виникнення блокуючих антициклонів повинна бути висока температура води у північних районах.

Проте таке розуміння, вочевидь, не є всеохоплюючим, оскільки з синоптичної практики добре відомо, що блокуючий антициклон може розвинути, наприклад, з арктичного вторгнення, яке хоча й сформувалося над аномально теплою підстильною поверхнею, але його подальше існування протягом декількох тижнів та зумовлювана ним структура висотного баричного поля, яка, власне, і трактується як блокування, пов'язана з іншим (не аномальним) температурним режимом підстильної поверхні. До того ж, залишаються нез'ясованими причини, які зумовлюють стаціонування, а головне тривале існування хвилі.

На відміну від цього підходу існує інший, дещо складніший. При дослідженні поширення планетарних хвиль їх поділяють на «короткі», для яких $\lambda < r_R$ ($\lambda^{-1} = \sqrt{m^2 + n^2}$), r_R – зовнішній радіус деформації Россбі-Обухова; m та n – зональне та меридіональне хвильові числа і «довгі» планетарні хвилі, для яких $\lambda > r_R$. У коротких планетарних хвилях переважає кінетична енергія, тоді як у довгих хвилях енергія зосереджується, в основному, у потенціальній складовій, мірою якої є відхилення вільної поверхні рідини від рівноважного рівня. Якщо уявити ситуацію, у якій масштаб течії переважає r_R по порядку величини, то оцінка

$$r_R = \frac{\sqrt{gH_0}}{f_0},$$

де H_0 – висота рівноважного рівня середовища, а f_0 – переносний вихор, стає несправедливою. Це зумовлює появу у наближеному рівнянні збереження потенціального вихору додаткового нелінійного члена, пов'язаного з більш строгим врахуванням «горизонтальної стискуваності» за рахунок зміни висоти вільної поверхні. Таке нелінійне самостиснення спроможне компенсувати диспергуючий вплив β -ефекту на хвильовий пакет. Як результат у середовищі виникають солітони Россбі, які спостерігаються у вигляді відокремлених антициклонічних вихорів і є результатом циклон-антициклонної асиметрії на цих масштабах. У рамках цього дослідження ми не будемо концентрувати зусилля на висвітленні сутності цього явища, з ним можна ознайомитися, наприклад, у [1]. У першу чергу, нас цікавлять властивості таких хвиль у сенсі відсутності чітких пояснень щодо причин їх стаціонування та подальшого існування з позицій загальноприйнятої у синоптичній метеорології точки зору, а також прикладне (насамперед прогностичне) значення цих властивостей.

Хвиля Россбі поширюється у середовищі, яке саме рухається відносно планети зі швидкістю u (додатний напрямок цієї швидкості – на схід). На вітер діє сила Коріоліса, яка викликає врівноважуючий її градієнт гідростатичного тиску

$$g \frac{\partial H}{\partial y} = -f_0 u.$$

Відповідно, швидкість хвиль Россбі відносно планети визначається

$$V = \frac{\sigma}{m} + u = \frac{\left(uk^2 - \frac{\partial f_0}{\partial y} \right) r_R^2}{1 + k^2 r_R^2},$$

де σ – циклічна частота; k – хвильове число; $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi}$; R – радіус Землі;

φ – широта.

Видно, якщо швидкість вітру задовольняє умові

$$u = \frac{1}{k^2} \frac{\partial f_0}{\partial y},$$

то хвиля Россбі, фазова швидкість якої спрямована на захід, під впливом зустрічного вітру зупиниться. В умовах Землі ця рівність для хвилі довжиною ≈ 3000 км може установлюватися при швидкості вітру у декілька м/с. Якщо швидкість вітру перевищує вказану величину, то хвиля Россбі зноситься вітром на схід. Цікавий факт – якщо $\lambda \gg r_R$; $k^2 r_R^2 \rightarrow 0$, то вплив вітру на швидкість поширення хвиль Россбі припиняється. Знесення хвилі вітром точно компенсується збільшенням виникаючого градієнта гідростатичного тиску, спрямованого вздовж меридіану, під впливом якого швидкість Россбі змінюється рівно настільки, щоб зкомпенсувати знесення вихору течією. За рахунок цього солітон Россбі залишається малорухомим. До речі, для лінійної хвилі Россбі цей ефект справедливий лише у асимптотичній ситуації $\lambda \rightarrow \infty$.

Наразі видно, що більшість особливостей солітона Россбі добре передбачаються і інтерпретуються з позицій хвильових уявлень. Проте шляхом лабораторного моделювання виявлена одна їх важлива вихрова властивість – у монопольних солітонах Россбі існує область захоплених частинок, яка розташовується всередині його характерного розміру. Відповідно солітон спроможний ефективно утримувати і переносити частинки середовища і не пропускати всередину ті, які трапляються на його шляху. Досліди також виявили, що зазначена область захоплення частинок існує лише за умови

$$V_{об} > V,$$

де $V_{об}$ – швидкість обертання частинок у вихорі; V – швидкість вихору, при виконанні якої частинки повинні були б перетинати лінії току, чого не відбувається.

Варто відзначити, що захоплені частинки, які обертаються навколо осі вихору зі швидкостями $V_{об}$, перевищуючими його власну швидкість, додають солітону нові властивості – це наявність в області захоплення так званої «пам'яті» про початкове збурення, яке можна трактувати як відсутність певного співвідношення між амплітудою солітона і його характерним розміром.

Розвиток антициклонів на стадії нелінійного режиму – появу внутрішньої структури, їх взаємодію з оточуючим середовищем – неможливо описати з позицій лінійної теорії, оскільки вплив хвиль на потік, їх взаємодія між собою не будуть нехтувально малими. Врахування ефектів кінцевих амплітуд, в одному з моментів, передбачає, що енергія основної течії і взаємодія нестійкої хвилі з нею лише у незначній мірі змінюють форму хвилі. Якщо у рамках лінійної теорії амплітуда нестійкої хвилі зростає у часі експоненціально, то залежність амплітуди кінцевих збурень від часу значно відхиляється від експоненти. Розвинуті нелінійні режими (за винятком слабких стаціонарних хвиль) взагалі не описуються в рамках інфінітезимальних збурень, оскільки енергія збурень не є малою в порівнянні з енергією основного потоку, що викликає істотні проблеми в теоретичному аналізі. Можливі виходи – асимптотичні методи, розрахунок бюджетів енергії атмосферних рухів (іноді у поєднанні зі спектральними методами) і, як зазначалося, лабораторний експеримент.

Метою даного дослідження є встановлення можливості генерації хвилями солітонного типу поля швидкостей, структура якого могла б зумовлювати виникнення циркуляцій, що спряють формуванню нефронтальних опадів.

Матеріали досліджень. В якості прикладу розглянемо стаціонарний антициклонічний вихор, який спостерігався 26.01.2005 над територією від 40 до 120° сх.д. та від 45 до 73° півн.ш. і окреслювався п'ятьма замкненими еліптичними ізобарами. На підставі розрахованого за даними реаналізу Національного центру передбачення клімату США (NCEP/NCAR) масиву поля геопотенціалу індекса блокування Ленса і Окленда (рис. 1) можна стверджувати, що антициклон викликав блокування зонального перенесення (критичне значення становить $I < 0$).

Розподіл кількості опадів в зоні антициклону, також отриманий за даними реаналізу NCEP/NCAR (рис. 2), свідчить, що частина опадів вздовж південної та південно-східної периферії, згідно приземного аналізу (тут не наводиться), пов'язана з впливом фронтального розділу, а решта – на східній периферії – мають внутрішньомасову природу.

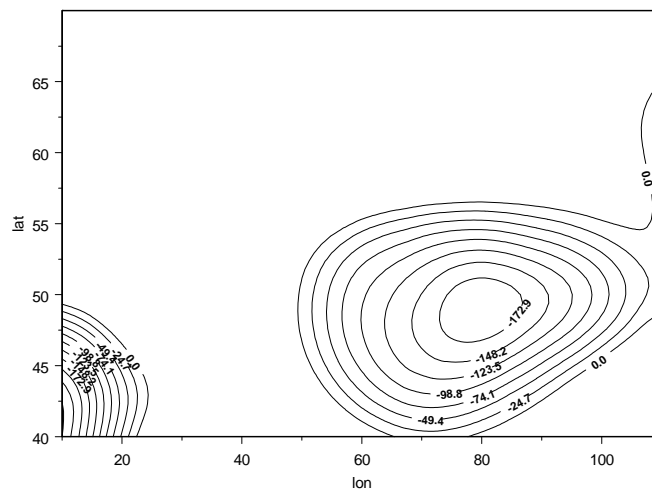


Рис. 1 – Поле індексу блокування Ленса і Окленда за даними реаналізу поля геопотенціалу NCEP/NCAR 00 СГЧ 26.01.2005 р. (просторове розділення $1,875 \times 1,875^\circ$).

Зважаючи на пору року та географічне розташування місцевості можна припустити, що ймовірність впливу термічного фактору на формування опадів буде зникаюче малою, а основна причина їхнього формування лежить у площині динамічних факторів.

Припустимо, що даному вихору притаманні властивості солітону, на що вказує ряд непрямих ознак: еліптичність ізобар, малорухомість, вертикальна потужність, тривалість існування, розщеплення зонального потоку. У такому разі задача отримання поля швидкостей зводиться до моделювання обтікання еліптичного циліндру, велика вісь якого знаходиться під заданим кутом атаки відносно зонального потоку.

Базовими для виконання завдання є рівняння Нав'є-Стокса у поєднанні з рівнянням нерозривності:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k) &= 0; \\ \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_i u_k - \tau_{ik}) + \frac{\partial p}{\partial x_i} &= S_i; \\ \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} ((\rho E + p) u_k + q_k - \tau_{ik} u_i) &= S_k u_k + Q_H, \end{aligned}$$

де u , ρ і p – швидкість, густина та тиск рухливого середовища відповідно; t – час;
 S_i – зовнішні масові сили, що діють на одиницю маси рухливого середовища;
 E – повна енергія одиничної маси рухливого середовища;
 Q_H – тепло, що виділяється тепловими джерелами в одиничному об’ємі середовища;
 q_k – дифузійний тепловий потік.

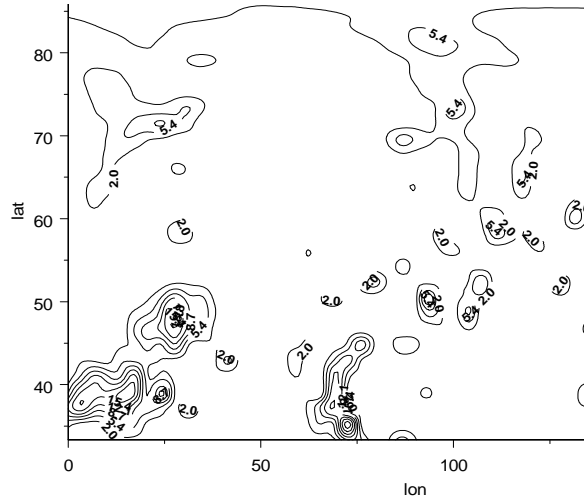


Рис. 2 – Ізогієти поля опадів за даними реаналізу NCEP/NCAR 26.01.2005 (просторове розділення $2,5 \times 2,5^\circ$).

Для рухливого середовища, коефіцієнт в’язкості якого не залежить від швидкості зсувних деформацій (ньютонівська рідина), тензор в’язких зсувних напруг визначається наступним чином

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij},$$

де $\mu = \mu_l + \mu_t$; μ_l – коефіцієнт динамічної в’язкості; μ_t – коефіцієнт турбулентної в’язкості;

δ_{ij} – дельта-функція Кронекера ($\delta_{ij} = 1$ при $i = j$; $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$);

k – кінетична енергія турбулентності.

У відповідності до k - ε моделі турбулентності, μ_t визначається через величини кінетичної енергії турбулентності k та дисипації цієї енергії ε :

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon},$$

$$\text{де } f_\mu = [1 - \exp(-0,025 R_y)]^2 \cdot \left(1 + \frac{20,5}{R_T} \right); \quad R_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu_l}; \quad R_T = \frac{\rho k^2}{\mu_l \varepsilon}; \quad C_\mu = 0,09;$$

y – відстань від об’єкта до межі розрахункової області.

Кінетична енергія турбулентності k і дисипація цієї енергії ε визначаються в результаті розв’язку двох наступних рівнянь:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu_l + \frac{\mu_l}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + S_k;$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu_l + \frac{\mu_l}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + S_\varepsilon,$$

де

$$S_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu_l C_B p_B \right) - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k};$$

$$\tau_{ij}^R = \mu_l \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij};$$

$$p_B = - \frac{g}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i},$$

де g_i – складова гравітаційного прискорення у координатному напрямку x_i ;

$$\sigma_B = 0,9; C_B = 1 \text{ при } p_B > 0 \text{ та } C_B = 0 \text{ при } p_B \leq 0, f_1 = 1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu} \right), f_2 = 1 - \exp(-R_T^2),$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44; C_{\varepsilon 2} = 1,92; \sigma_\varepsilon = 1,3; \sigma_k = 1.$$

Для моделювання ламінарної течії наведена система рівнянь дещо модифікується – приймається, що $\mu_l = 0$; $k = 0$. За допомогою функції f_μ моделюється перехід від ламінарної течії до турбулентної і навпаки.

Якщо течія приймається турбулентною, нам необхідно зазначені рівняння осереднити по Рейнольдсу, тобто використовувати осереднений по малому масштабу часу вплив турбулентності на параметри потоку, а великомасштабні часові зміни осереднених по малому масштабу часу складових газодинамічних параметрів потоку (тиску, швидкості, температури) враховуємо введенням відповідних похідних за часом. Як результат, рівняння мають додаткові члени – напруги по Рейнольдсу, а для замикання системи рівнянь використовуємо рівняння перенесення кінетичної енергії турбулентності та її дисипації у рамках k - ε моделі турбулентності з незначними змінами густини при великих числах Рейнольдса.

Для розв'язання системи використовуємо ейлеровий підхід описання руху середовища, тобто скалярні і векторні величини розглядаються як функції змінних часу і координат точки у нерухомій системі координат. Інтегрування рівнянь за просторовими координатами виконується з використанням прямокутної адаптивної локально подрібненої сітки. Зазначений підхід забезпечує, з однієї сторони, використання простої рівномірної неадаптивної сітки при розв'язанні задач з нескладною геометрією. З іншого боку, з'являється можливість, при розв'язанні задач зі складною геометрією, виконувати адаптацію сітки до особливостей геометрії поблизу границь, за значеннями шуканих функцій, їх градієнтів тощо.

Для розв'язання нестационарної задачі (задані початкові умови точно відображують початковий стан середовища перед розвитком досліджуваного процесу у часі) за допомогою рівнянь Нав'є-Стокса інтегрування за часом виконуємо від початкових умов до тих пір, поки не буде пройдено заданий інтервал фізичного часу задачі. Дискретизацію по простору здійснюємо за допомогою розрахункової сітки, грані комірок якої паралельні координатним площинам декартової глобальної системи координат, що використовується у розрахунку. Крок інтегрування за часом є однаковим у всіх комітках і визначається на підставі розрахованих параметрів течії по всій

розрахунковій області, його визначення здійснюється за допомогою числа CFL (максимальне число комірок сітки, яке може подолати малий об'єм рідини за один крок у часі приймаємо рівним 10), хоча й у цьому є певна свавільність. При більш коректному підході вибір кроку за часом ґрунтується на попередньому оцінюванні характерного часу протікання τ через одну комірку: $\tau \sim L/(Nu)$, де L – розмір області у напрямку течії; N – кількість розрахункових комірок у цьому напрямку; u – характерна швидкість течії. При обраному розрахунковому кроці за часом, значно більшому τ (більш ніж на два порядки), точність розв'язку виявляється низькою або числове розв'язання задачі не буде відповідати фізичному змісту: значення шуканих величин у різних розрахункових точках будуть відрізнятися на багато порядків (розв'язок, що розходиться). З іншого боку, при кроці у часі, істотно меншому τ , числове розв'язання буде добре сходиться до точного (наприклад, аналітичного) розв'язку. Проте реалізація такого підходу вимагає значного розрахункового часу, а зважаючи на загальну нескладність геометрії нашої задачі його використання є невиправданим.

У якості граничних умов, враховуючи розглянуті вище властивості, на циліндрі приймаємо умову прослизання середовища для вектору швидкості. На верхній, нижній, передній і задній гранях розрахункового домену встановлюємо граничну умову «стінка без прилипання», на правій грані домену – «вільний вихід». Початкові умови є наступними: термодинамічні параметри – $p = 102500$ Па; $T = 253,2$ К; лінійний масштаб турбулентності – $I_t = 0,01\%$; $L_t = 0,003$ м, значення вхідної швидкості потоку вздовж осі x (ліва грань домену) становить $15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, вертикальною та меридіональними компонентами швидкості нехтуємо, профіль швидкості на вході у домен приймаємо рівномірним.

Візуалізація ліній току, які утворені обтіканням потоком повітряного еліптичного циліндру, наведені на рис. 3. На східній периферії циліндру простежуються два вихори у вертикальній площині та збурений потік, структуру яких спробуємо дослідити.

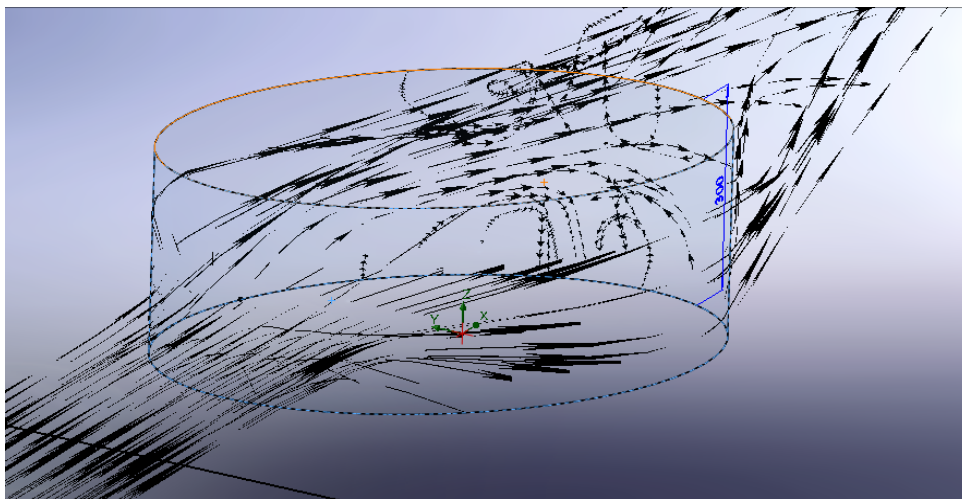


Рис. 3 – Лінії току, утворені обтіканням зональним потоком ($u = 15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) повітряного циліндру (орієнтація відповідає глобальній системі координат) при рівномірному профілі швидкості на вході розрахункового домену.

Якісно причину утворення вихорів у горизонтальній площині за тілом обтікання можна пояснити, розглянувши зміни швидкості і тиску в його області (рис. 4). Швидкість зменшується в передній і задній критичних точках і є максимальною в «міделі». У відповідності з теоремою Бернуллі тиск є максимальним у критичних

точках і мінімальним у «міделі». Тому за «міделем» частинки рухаються у сторону зростаючого тиску, що викликає уповільнення потоку. Крім того, додаткове гальмування зумовлює вплив самої солітонної хвилі, яка априорі є малорухомою і не взаємодіє з набігаючим потоком. Після досягнення задньої критичної точки потік починає прискорюватися у зворотньому напрямку, тобто виникає зворотній рух на фоні зонально спрямованого потоку.

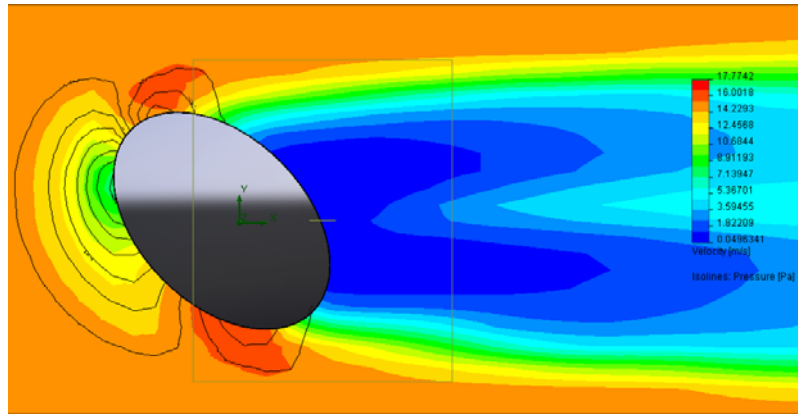


Рис. 4 – Горизонтальне поле швидкостей і тиску при обтіканні поверхні еліптичного циліндра зонально орієтованим потоком (глобальна система координат). Суцільні лінії – ізобари через 0,17 гПа.

Майже аналогічна картина поля швидкостей спостерігається і у вертикальній площині (рис. 5), проте область критичної точки знаходиться приблизно на половині висоти тіла обтікання, відповідно визначаючи розмір повертаної зони. Зменшення швидкості потоку, яке спостерігається у перпендикулярній до напрямку потоку площині, формує горизонтальні й вертикальні зсуви за напрямком і швидкістю, що зумовлює виникнення нормальних і тангенціальних складових швидкості (рис. 6).

З рисунку видно, що у вертикальній площині формуються два вихори протилежних знаків, розташування яких (рис. 3) співпадає з розташуванням полів нефронтальних опадів (рис. 2) на східній периферії антициклону.

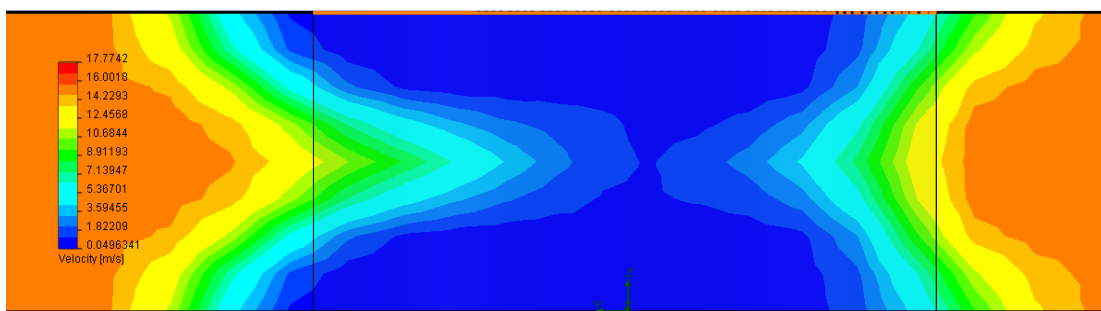


Рис. 5 – Вертикальний переріз поля швидкості за тілом обтікання (суцільні лінії – межі тіла обтікання).

До речі, зазначимо, що формування мезомасштабних конвективних систем зумовлюється не лише за рахунок мезоциркуляцій безпосередньо поблизу конвективної хмарності, але й внаслідок формування мезомасштабних вертикальних рухів у граничному шарі атмосфери. Дослідження, проведені на висотній метеомачті у м.Обнінську, роботи А. Вудкока, Д. Ваймана, Д. Анжела, Д. Пека і Віпермана показали,

що у граничному шарі атмосфери можуть спостерігатися вихрові структури з квазігоризонтальною віссю, а їх розміри тісно пов'язані з розмірами гряд конвективної

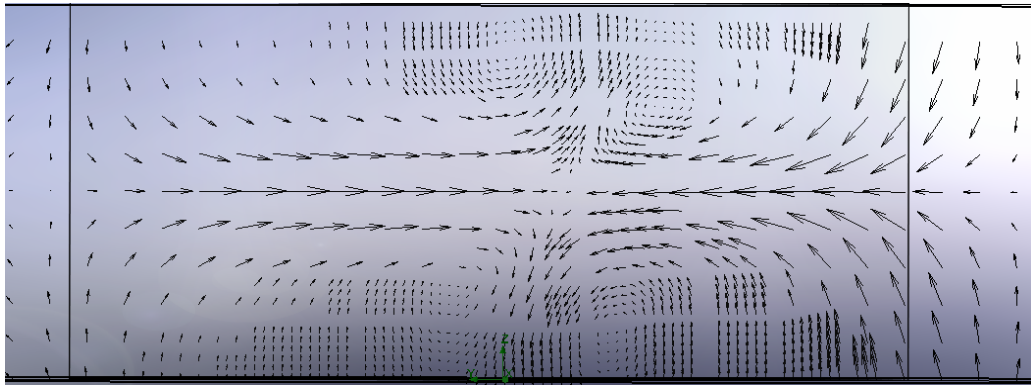
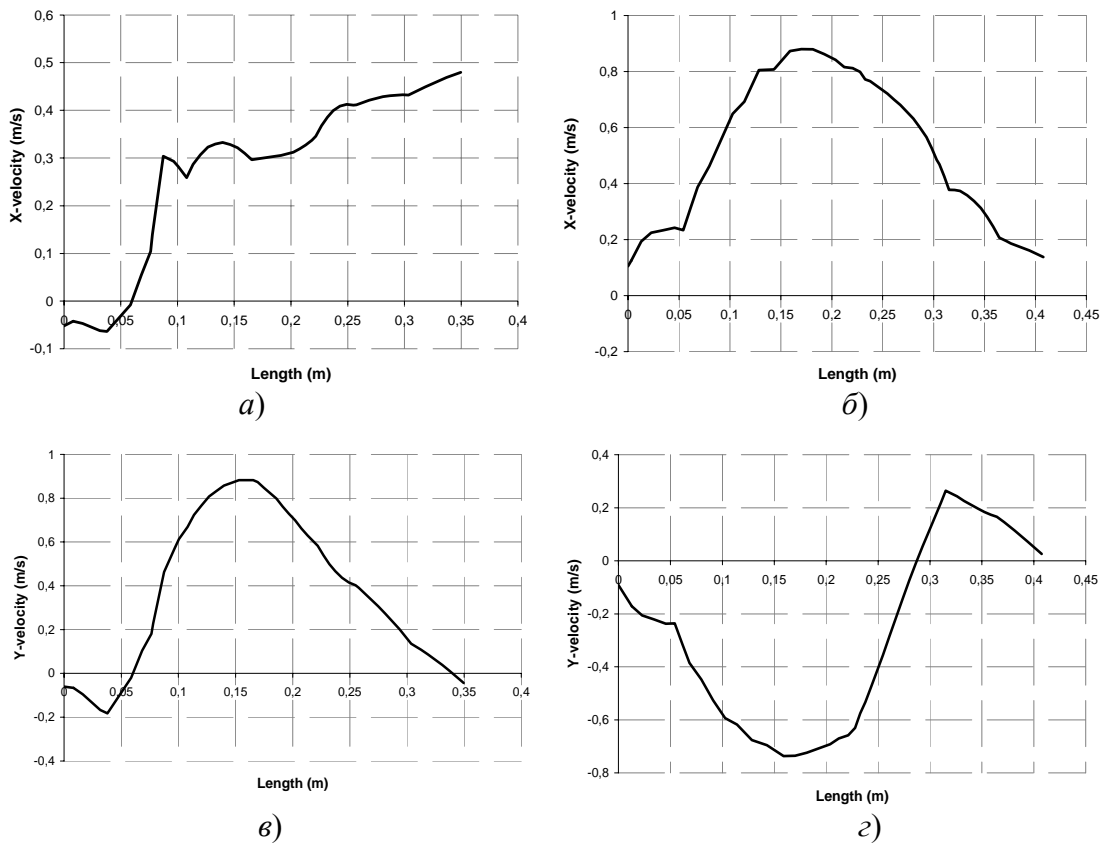


Рис. 6 – Те ж, що й на рис. 5, але у векторному виді.

хмарності. Обертання всередині вихорів можливе як за часовою стрілкою, так і проти, максимальні швидкості висхідних рухів зазвичай не перевищують 4% від значень геострофічного вітру (у окремих випадках до 36%).

Особливості просторового розподілу швидкості у межах отриманих вихорів визначимо на підставі її змін вздовж траєкторій, що утворюють вихори. На рис. 7 представлені розподіл складових швидкості вздовж ліній току вихору, розташованого праворуч (а, в, д) та ліворуч (б, г, е) за потоком. Співставлення складових швидкості по



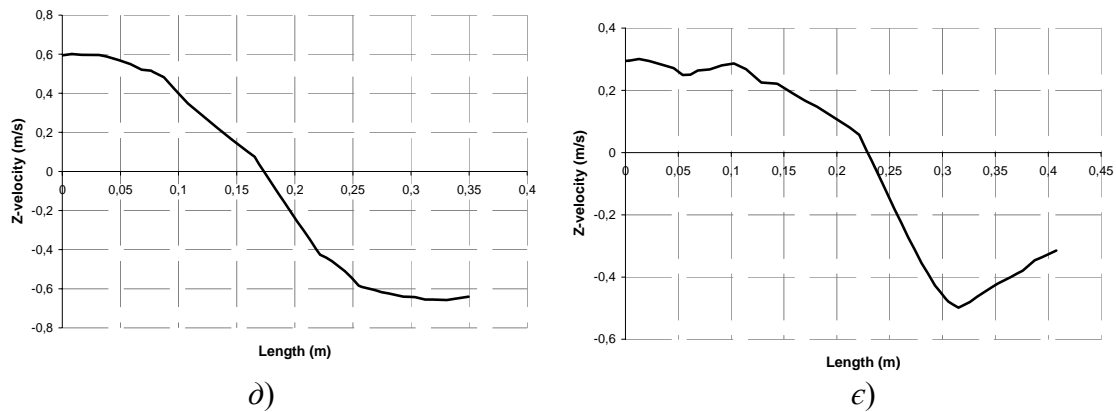


Рис. 7 – Зміна складових швидкості вздовж вихрових траєкторій за тілом обтікання для правостороннього (а, в, д) і лівостороннього (б, з, е) за потоком вихорами;

а, б – зональні складові; в, з – меридіональні складові; д, е – вертикальні складові.

осям x та y для правостороннього та лівостороннього вихорів дають змогу встановити, що їх горизонтальні розміри відносяться до розмірів солітонної хвилі як 1:5. Величина вертикальної складової швидкості z демонструє залежність від розмірів вихору. Так, величина висхідних рухів у правосторонньому вихорі, який має менші лінійні розміри, перевищує аналогічний показник у лівосторонньому на $0,3 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, а нисхідних – на $0,1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

Виконані розрахунки в якості висновків дозволяють зазначити наступне:

1) у ряді випадків при блокуванні зонального перенесення спостерігається поява полів опадів на східній периферії антициклону, природа яких не пов'язана ані з атмосферними фронтами, ані з вихорами синоптичного масштабу;

2) застосування властивостей хвиль солітонного типу (стадія динамічної рівноваги між ефектами нелінійності і дисперсії) при моделюванні процесу обтікання блокуючого антициклону зональним потоком зумовлює появу вихрових структур з квазігоризонтальною віссю на східній периферії антициклону;

3) локалізація отриманих в результаті експерименту вихорів відносно тіла обтікання співпадає з розташуванням полів нефронтальних опадів на північно-східній периферії блокуючого антициклону, розглянутого в якості прикладу;

4) результати числового експерименту свідчать, що горизонтальні розміри зіндукованих солітонною хвилею вихрових структур становлять приблизно 15-20%, вертикальні – 40-50% від розмірів солітонної хвилі, зменшення розмірів вихору супроводжується збільшенням швидкості руху частинок вздовж траєкторій, що його утворюють.

Список літератури

1. Незлин М.В. Солитоны Россби // УФН, 1986. — Вып. 1, т.150. — С. 3-60.
2. Попова В.В., Шмакин А.Б. Циркуляционные механизмы крупномасштабных аномалий температуры воздуха зимой в Северной Евразии в конце XX столетия // Метеорология и гидрология, 2006. — Вып. № 12. — С. 15-25.
3. Шакина Н.П., Скриптунова Е.Н., Иванова А.Р. Прогностическая значимость динамических факторов генерации осадков // Метеорология и гидрология, 2008. — Вып. № 5. — С. 31-44.

4. Шаповалова Н.С. Блокирующие образования в атмосфере. // Труды ГМЦ СССР, 1991.- Вып. 316. - С. 68 – 73.
5. Colle B.A., Olson J.B., and Tongue J.S. Multiseason verification of the MM5. Part I: Comparison with the Eta model over the central and eastern United States and impact of MM5 resolution. // Weather and Forecasting, 2003. – vol. 18. – No. 3. – P. 431-457.
6. Colle B.A., Olson J.B., and Tongue J.S. Multiseason verification of the MM5. Part II: Evaluation of high-resolution precipitation forecast over the northeastern United States. // Weather and Forecasting, 2003. – vol. 18. – No. 3. – P. 458-480.
7. Jung T. Systematic error in the ECMWF forecasting system // Q. J. Roy. Meteorol. Soc., 2005. – No. 131 – P. 1045-1073.

Влияние волн солитонного типа на образование нефронтальных осадков. Грушевский О.Н., Мищенко Н.М.

Путем численного эксперимента показан факт возможности генерации волнами солитонного типа поля скоростей, которое обуславливает возникновение вихревых циркуляций с квазигоризонтальной осью. Установлено, что локализация внутримассовых конвективных осадков на восточной периферии блокирующего антициклона совпадает с их расположением. Исследованы характеристики полученных вихревых структур.

Ключевые слова: блокирующий антициклон, солитонная волна, индекс блокирования, поле осадков, уравнения Навье-Стокса, вихревые циркуляции.

Influence of solitary waves on formation of nonfrontal precipitations. Hrushevsky O., Mischenko N.

It is shown by carrying out the numerical experiment that it is possible for solitary waves to generate wind field giving rise to vortex circulations with quasihorizontal axes. It is defined that the location of air-mass convective precipitation at the eastern periphery of the blocking anticyclone coincides with their position. The properties of the derived vortex structures are investigated.

Key words: blocking anticyclone, solitary wave, index of blocking, field of precipitation, Navier-Stokes equation, vortex circulations.