

**О.В. Іванова, О.Л. Казаков, к.ф-м.н.**

*Одеський державний екологічний університет*

## **ОПИС СТРУКТУРИ ГРАНИЧНОГО ШАРУ АТМОСФЕРИ НАД МОРЕМ ЗА ДОПОМОГОЮ НЕСТАЦІОНАРНОЇ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ**

*Використана нестационарна математична модель для опису термодинамічної структури граничного шару атмосфери, яка враховувала неадіабатичні притоки тепла та параметризовану адвекцію тепла. За допомогою фактичних даних океанської станції „С” було виконане моделювання фізичних процесів граничного шару атмосфери та зроблений аналіз отриманих результатів щодо ступеня впливу адвекції температури.*

**Ключові слова:** *адвекція, температура, швидкість вітру, моделювання, граничний шар, параметризація, підсітковий масштаб.*

**Вступ.** Моделі граничного шару атмосфери (ГША), які дають змогу ураховувати різноманітні особливості даної місцевості як по рельєфу, так і по типу підстильної поверхні зазвичай використовуються для локального прогнозу погоди. Проте фізичні процеси, що відбуваються в ГША, мають такі горизонтальні та часові масштаби, що явно не розраховуються у моделях крупномасштабних синоптичних процесів або загальної циркуляції, враховуючи використане в них розділення по горизонталі та по вертикалі. Тобто, ці процеси є підсітковими і тому повинні параметризуватися у змінних великомасштабного руху. Одновимірні чисельні моделі ГША зазвичай використовуються як ефективний засіб дослідження вертикальних структур граничного шару над різними типами підстильної поверхні. Ці моделі можна розглядати як деякий випробувальний полігон для отримання найкращих схем параметризацій процесів підсіткового масштабу. При цьому ступінь узгодженості розрахованих просторово-часових змін метеорологічних величин з даними спостережень великою мірою залежатиме від точності параметризації горизонтальної адвекції.

Дана стаття присвячена випробуванню параметризації доданків, які описують крупномасштабну адвекцію температури та вплив останньої на розраховані метеорологічні поля над океаном, поверхню якого будемо вважати за горизонтально однорідну.

**Матеріали дослідження** представляли собою дані спеціалізованого архіву для дослідження взаємодії граничних шарів атмосфери та океану [1]. Були залучені дані щогодинних метеорологічних спостережень та радіозондування на океанській станції „С” (52,5 пн.ш., 35,7 зх.д.) в період з 00 год 1 травня до 24 год 30 червня 1979 року. Для формування початкових умов використовувались лінійно-інтерпольовані профілі температури, вологи, складових швидкості вітру, масової частки водяної пари та тиску. Граничні умови формувались з використанням значень температури та тиску на поверхні моря, температури, масової частки водяної пари, складових швидкості вітру на рівні 2000 м та їх вертикальних градієнтів кожні 12 годин.

**Метод дослідження.** Відомо, що для задовільного опису профілів метеорологічних величин в шарі сталих потоків, де спостерігаються градієнти, що перевищують на один-два порядки величини в решті граничного шару, потрібне значне розділення по вертикалі. Тому область розв’язання задачі розбивається на два підшари: сталих потоків, товщиною  $h$ , порядку декількох десятків метрів (далі «шар  $0 < z \leq h$ »), і перемішаний, обмежений висотою  $H$  порядку 2-3 км (далі «шар  $z > h$ »).

А) *Перемішаний шар.* Для шару « $z > h$ » як незалежні змінні використовуються висота  $z$  і час  $t$ . Система диференціальних рівнянь, прийнята в [2] для опису динаміки граничного шару атмосфери над океаном, має вигляд:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + f v - \tilde{P}_x / \tilde{\rho}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} - f u - \tilde{P}_y / \tilde{\rho}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \tilde{\theta}_x + v \tilde{\theta}_y = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} + \varepsilon_\tau + \varepsilon_f, \quad \frac{\partial q}{\partial t} + u \tilde{q}_x + v \tilde{q}_y = -\frac{\partial \overline{q'w'}}{\partial z} - \varepsilon_q. \quad (2)$$

В рівняннях (1)-(2) були прийняті наступні позначення:  $u, v$  – складові швидкості уздовж осей  $x$  і  $y$  відповідно (вісь  $x$  направлена уздовж широти на схід, вісь  $y$  – уздовж меридіана на північ);  $\theta$  – потенціальна температура;  $q$  – масова частка водяної пари;  $\tilde{\rho}$  – густина;  $\tilde{P}_x, \tilde{P}_y, \tilde{\theta}_x, \tilde{\theta}_y, \tilde{q}_x, \tilde{q}_y$  – горизонтальні градієнти тиску, потенціальної температури і масової частки водяної пари у вільній атмосфері;  $\varepsilon_\tau, \varepsilon_f$  – радіаційні і фазові припливи тепла відповідно;  $\varepsilon_q$  – швидкість фазових перетворень вологи;  $\overline{u'w'}, \overline{v'w'}$  – вертикальні складові напружень Рейнольдса;  $\overline{\theta'w'}, \overline{q'w'}$  – вертикальні турбулентні потоки температури і питомої вологості;  $f = 2\omega \sin \varphi$  ( $\omega$  – кутова швидкість обертання Землі;  $\varphi$  – широта) – параметр Коріоліса.

Для турбулентного замикання системи (1)-(2) приймаємо узагальнену гіпотезу Бусінеска [3]

$$\overline{S'w'} = -K_S \left( \frac{\partial S}{\partial z} - \gamma_S \right), \quad (3)$$

де  $S$  – будь-яка з прогностичних змінних  $u, v, \theta$  або  $q$ ;  $K_S$  – коефіцієнт турбулентного переносу однієї з вищезазначених змінних;  $\gamma_S$  – “протиградієнт” [4].

Для розрахунку коефіцієнтів  $K_S$  залучимо рівняння балансу кінетичної енергії турбулентності  $b$  [5]

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -\left( \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \lambda \overline{w'\theta'_v} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'b} \quad (4)$$

і співвідношення Колмогорова

$$\overline{w'b} = -\alpha_b K \frac{\partial b}{\partial z}, \quad K = lb^{1/2}, \quad \varepsilon = \frac{cb^{3/2}}{l}, \quad K_S = \alpha_S K. \quad (5)$$

Додаткові позначення в (4)-(5) наступні:  $\varepsilon$  – швидкість дисипації кінетичної енергії турбулентності в тепло;  $\theta'_v = \theta \cdot (1 + 0,61q)$  – віртуальна потенціальна температура;  $l$  – масштаб турбулентності;  $\lambda = g/\theta_0$  ( $g$  – прискорення сили тяжіння;  $\theta_0$  – середнє значення  $\theta$ ) – параметр плавучості;  $c, \alpha_S$  – універсальні константи.

Масштаб турбулентності  $l$  задається за допомогою формули Блекадара

$$l = \frac{\alpha z}{1 + \alpha z / l_\infty}, \quad (6)$$

в якій  $\alpha = 0,4$  – стала Кармана;  $l_\infty$  – асимптотичне значення  $l$  на великому віддаленні від поверхні Землі. Для розрахунку  $l_\infty$  застосовувалося співвідношення, що використовувалось раніше в моделі [6]:

$$l_{\infty} = \alpha_l \frac{\int_0^H b z dz}{\int_0^H b dz} \quad (7)$$

з  $\alpha_l = 0,025$ .

Б) *Параметризація шару сталих потоків.* В шарі « $0 < z \leq h$ » маємо:

$$\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'\varphi'} \cong 0, \quad (8)$$

де  $\varphi = \{U, \vartheta, q\}$  будь-яка з величин, модуль швидкості вітру ( $U = (u^2 + v^2)^{1/2}$ ), потенціальна температура або масова частка водяної пари. З рівняння (8) випливає, що  $\overline{w'\varphi'} \cong const$ .

Для їх вирішення використовують відомі положення теорії подібності Моніна-Обухова [5]. В результаті отримуємо:

$$\begin{aligned} \overline{u'w'} &= -C_u^2 U_h u_h, & \overline{v'w'} &= -C_u^2 U_h v_h, & \overline{\theta'w'} &= -C_u C_{\theta} U_h (\theta_h - \theta_{sea}), \\ \overline{q'w'} &= -C_u C_{\theta} U_h (q_h - q_{max}(\theta_{sea}, P_{sea})), \end{aligned} \quad (9)$$

де  $C_i$  – інтегральні коефіцієнти переносу кількості руху і тепла ( $i = \{u, \theta\}$ ), тим самим вводиться припущення, що універсальні функції профілів температури та вологості подібні;  $u_h, v_h$  – складові швидкості вітру на рівні  $z = h$ ;  $\vartheta_0, \vartheta_h, q_0, q_h$  – значення потенціальної температури та масової частки водяної пари на рівнях  $z = z_0$  та  $z = h$  відповідно.

В) *Розрахунок радіаційних потоків.* Для розрахунку радіаційних припливів тепла  $\varepsilon_{\tau}$  потрібні дані про потоки довгохвильової і сонячної короткохвильової радіації. Якщо ж температура поверхні океану береться за даними спостережень і метеорологічні характеристики на верхній межі граничного шару відомі (тобто нами здійснюється так звана „гідродинамічна інтерполяція” вертикальних профілів метеорологічних величин), то це дозволяє істотно спростити процедуру розрахунку  $\varepsilon_{\tau}$ . Нами була використана схема розрахунку довгохвильової радіації в двопотоковому наближенні [7], що базується на апроксимації, в якій весь спектр довгохвильової радіації був представлений розбиттям тільки на два інтервали, – область вікна прозорості 8-13 мкм, яка дає 90-95% внеску в довгохвильове радіаційне вихолодження низької хмарності, і діапазон поза вікном, де задовільною апроксимацією виявляється випромінювання чорного тіла. Параметризація короткохвильових потоків радіації базується на використанні методу, взятого з [8].

Г) *Параметризація процесів фазових перетворень вологи.* Оскільки динаміка рідкокрапельної вологи не розглядається, вважається, що вся сконденсована волога йде в опади. Припускаємо, що джерело прихованого тепла  $\varepsilon_f$  формується за рахунок конденсації водяної пари при впорядкованих вертикальних рухах або конвекції, причому вона починається при умові  $q > q_{max}$ . Алгоритм розрахунку повністю відповідає викладеному в [9]. Як результат дії фазових переходів води в атмосфері, температура відповідно зазнає змін, тому в наведеній параметризації використовується узгодження профілів температури та вологи, як це зроблено в [2].

Д) *Початкові і граничні умови.* В початковий момент часу  $t = 0$  вважатимемо заданими вертикальні профілі всіх прогностичних змінних:

$$u = u^0(z), \quad v = v^0(z), \quad \theta = \theta^0(z), \quad q = q^0(z), \quad b = b^0(z). \quad (10)$$

Оскільки у вимірюваннях відсутні дані для  $b^0(z)$ , то для отримання цього розподілу ми використовуємо стаціонарний варіант моделі з граничними умовами, фіксованими на момент часу  $t = 0$ .

При встановленні граничних умов для системи (1)-(2), (4) припускати відомим часовий хід складових швидкості вітру  $u$ ,  $v$ , температури  $\theta$  і масової частки водяної пари  $q$  на верхній межі розрахункової області  $z = H$ :

$$u = u_H(t), \quad v = v_H(t), \quad \theta = \theta_H(t), \quad q = q_H(t), \quad b = 0 \quad (11)$$

На нижній межі  $z = z_0$  приймемо:

$$u = v = 0, \quad K \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \theta = \theta_{sea}(t), \quad q = q_{\max}(\theta_{sea}, P_{sea}), \quad (12)$$

де  $\theta_{sea}$ ,  $P_{sea}$  – потенціальна температура і тиск на рівні моря (відомі функції часу  $t$ ), а  $q_{\max}$  – насичувальне значення масової частки водяної пари.

На нижній межі перемішаного шару ( $z=h$ ) покладемо умови безперервності метеорологічних величин та їх похідних, а також:

$$b_h = (\alpha_g K_h / l_h)^2. \quad (13)$$

Ж) *Чисельна реалізація моделі.* Розв'язання описаної вище моделі було засноване на методі розщеплення за фізичними процесами [10]. В перемішаному шарі вводиться рівномірна сітка по  $z$ ; похідні по  $z$  – замінюються з другим порядком апроксимації кінцевими різницями. За часом використовується схема Кранка-Ніколсона – для рівнянь (1)-(2) і неявна схема першого порядку для рівняння балансу кінетичної енергії турбулентності (4). Значення коефіцієнтів турбулентного обміну беруться при цьому з попереднього кроку за часом.

На кожному кроці за часом задача розв'язується в три основні етапи. На першому розраховуються зміни температури і вологості за рахунок фазових припливів тепла (у свою чергу, цей етап розщеплюється на підетапи, пов'язані з обчисленням змін, обумовлених процесами конденсації в шаруватій хмарності та сухою або вологою конвекцією). На другому етапі розраховується член, який відповідає за зміни температури за рахунок радіаційних припливів тепла. На третьому етапі розв'язуються самі диференціальні рівняння за допомогою матричного та скалярного прогонів. Причому всі три етапи реалізуються у вигляді ітераційного процесу для кожного з проміжних моментів часу з метою підпорядкування турбулентних характеристик та існуючих полів метеорологічних величин одне одному.

В усіх чисельних експериментах було встановлено, що:

1)  $\tilde{q}_x = \tilde{q}_y = 0$ ;

2) значення протигradientу дорівнює  $0,0032$  ( $^{\circ}\text{C}/\text{м}$ );

3) виконуються геострофічні співвідношення

$$-\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} + f \tilde{v} = 0, \quad -\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial y} - f \tilde{u} = 0,$$

де  $\tilde{u}, \tilde{v}$  – компоненти швидкості у вільній атмосфері;

4) крок по вертикалі  $\Delta z = 50$  м;

5) крок за часом  $\Delta t = 3600$  с;

6) верхня межа шару сталих потоків  $h = 50$  м;

7) висота розрахункової області  $H = 2000$  м.

3) *Параметризація адвекції температури.* Проблема врахування в задачах

граничного шару атмосфери горизонтальної адвекції температури існує уже давно. Останню намагались враховувати, використовуючи наявний синоптичний матеріал про просторовий розподіл температури повітря на стандартних ізобаричних поверхнях [11]. Застосована нами модель базується на використанні гіпотези Л.М. Гутмана [3,8], в якій розглядається планетарний граничний шар, що є однорідним по горизонталі для масштабу порядку 1000 км. Проте постає необхідність врахування температурної неоднорідності, тому що остання впливає як на термічну структуру ГША так і на вертикальний розподіл геострофічної швидкості. Дані про температурну адвекцію можуть бути отримані з крупномасштабної моделі прогнозу, у якій відсутній граничний шар або не враховується турбулентність. Але в наявності таких даних у нас не було. Тому були використані перепади швидкості вітру у вільній атмосфері для оцінки складових горизонтального градієнту температури масштабу 1000 км. Останні можуть бути знайдені за допомогою співвідношень термічного вітру:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{f}{\lambda} \frac{\partial v_g}{\partial z}; \quad \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{f}{\lambda} \frac{\partial u_g}{\partial z}, \quad (14)$$

де  $\frac{\partial u_g}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial v_g}{\partial z}$  - градієнти складових геострофічної швидкості вітру. При

використанні формул (8) виникає питання: в якому шарі їх брати? Л.С.Сперанський та інші [12] намагались дослідити це питання. Висновки їх досліджень зводились до того, що якщо брати перепад швидкості у шарі 2-3 км, то це не є досить раціональним через відмінність фізичних процесів у вільній атмосфері та ГША. Розповсюдження вертикального розподілу швидкості вітру, що спостерігається у шарі 2-1 км, на нижчі рівні граничного шару теж не цілком підходить, тому що немає гарантії, що у всіх випадках висота граничного шару буде нижче 1 км. Щоб нарешті визначитись у виборі, нами було проведено 3 експерименти, які відрізнялись один від одного лише вибором шару, в якому брався перепад швидкості вітру. Таким чином, було виділено 3 шари: 0,5-1,5 км, 1-2 км та 2-3 км. Причому кожен з експериментів розділявся ще на два експерименти з різним завданням адвекції температури, а саме:

$$A_1 = -\left(u_g \frac{\partial T}{\partial x} + v_g \frac{\partial T}{\partial y}\right); \quad (15) \quad A_2 = -\left(u_i \frac{\partial T}{\partial x} + v_i \frac{\partial T}{\partial y}\right). \quad (16)$$

Тобто, для визначення адвекції температури використовувалося два способи. В першому в якості складових швидкості бралися складові геострофічного вітру, а в другому – складові шойно розрахованої швидкості вітру на даному рівні. Таким чином, усього було проведено 6 експериментів (розрахунки значень адвекції температури виконувались за допомогою формули (15) в експериментах Е1, Е2, Е3, за формулою (16) – в Е4, Е5, Е6; перепад геострофічної швидкості вітру в шарі 1,5-0,5 км застосовувався в експериментах Е1 та Е4, в шарі 2-1 км – в Е2 та Е5, в шарі 3-2 км – в Е3 та Е6). Необхідно також зазначити, що при розрахунку адвекції в усіх шести випадках вертикальний градієнт геострофічної швидкості був незмінним з висотою. Геострофічний вітер на кожному рівні розраховувався у відповідності з перепадом швидкості у обраному шарі та інтерполювався від верхньої границі ГША до поверхні землі:

$$u_{gi} = u_{gi+1} + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_i (\Delta z); \quad v_{gi} = v_{gi+1} + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)_i (\Delta z),$$

де  $i = 40..1$ ,  $u_{g40} = u_{2000}$ ,  $v_{g40} = v_{2000}$ .

Аналогічна модель опису термодинамічної структури ГША була також

використана в [2], в якій крупномасштабна адвекція була незмінною з висотою та моделювання проводилося на протязі лише доби. Проте в свої розрахунки ми ввели іншу модель: градієнт геострофічної швидкості лінійно інтерполювався від верхньої межі ГША до рівня землі, де й наближався до нуля. Такий вертикальний розподіл вертикального градієнту геострофічної швидкості забезпечив лінійну зміну по вертикалі горизонтального градієнту температури.

Аналіз синоптичних процесів над Північною Атлантикою та фактичні зміни вертикальної структури граничного шару над океанською станцією «С». В першій декаді травня скінчився цикл весняної перебудови баричних полів та почався літній тип процесів (перший тип по класифікації А. І. Соркіної), який характеризувався циркуляцією в системі добре розвиненого субтропічного максимуму. З середини травня розвиток синоптичних процесів характеризувався ослабленою циклонічною діяльністю, з чим пов'язано відновлення зонального переносу над Північною Атлантикою як у поверхні землі, так і на висотах. Червень умовно можна розділити на три природні синоптичні періоди (ПСП): 1-5 червня, 6-18 червня, 19-30 червня. Перший ПСП характеризувався переважанням циклонічної діяльності над Північною Атлантикою, послабленням і зсувом на південь субтропічного максимуму, вісь якого розташовувалася уздовж 25-30<sup>0</sup> пн.ш. Наступний ПСП характеризувався активною антициклональною діяльністю над всією Північною Атлантикою. Під час третього ПСП вся північна частина Атлантики знаходилася під впливом потужного субтропічного антициклону. В нижній тропосфері по провідному потоку уздовж північної периферії антициклону відбувався зсув неглибоких, полярно-фронтних циклонів з тиском в центрі 1004-1008 гПа в північно-східному напрямі.

Просторово-часові розподіли температури та швидкості вітру по даним радіозондування представлені на рис. 1 (а, б). На протязі даного проміжку часу ГША характеризувався досить неоднорідним термодинамічним полем – по черзі змінюючимися одна одну адвекції холоду та тепла і області посилення та послаблення швидкості вітру. В перші 10 діб в ГША відмічається потужна адвекція тепла від поверхні води до рівня 1000 м. Нульова ізотерма з'являється лише в кінці декади на висоті 1600 м. В цей же період в полі швидкості вітру біля 400 м відмічається термічна течія нижнього рівня зі швидкістю в осередку біля 20 м/с. Область зі швидкістю 15 м/с займає шар 800-1600 м. В наступну декаду спостерігається зниження температури майже у всій товщі ГША: нульова ізотерма тепер спостерігається вже на висоті 800 м. Даний розподіл був пов'язаний з адвекцією холоду у верхній та середній частині граничного шару. В полі швидкості вітру у цей період відмічається її посилення майже у всій товщі ГША. Зона зі швидкістю вітру 10 м/с поширилась до поверхні води. В першу половину третьої декади в полі температури наявна адвекція тепла, яка охопила майже всю товщу атмосфери граничного шару, а в полі швидкості відмічається явне послаблення вітру, до 7,5 м/с. Надалі, в третій декаді травня та в першій декаді червня, знову спостерігається адвекція холоду з нульовою ізотермою біля 800 м та посилення швидкості вітру до 10 м/с в шарі 200-2000 м з окремими осередками зі швидкістю в 15 м/с у верхній частині ГША. В решту часу термічна структура ГША характеризувалася короткочасними почерговими періодами адвекції то холоду, то тепла, останні з яких майже у всіх випадках поширювались по всій товщі граничного шару. В розподілі швидкості можна виділити в даний період (тобто з кінця першої декади до кінця червня) зони помірних та сильних вітрів. В першу половину вказаного періоду відмічалась область помірних вітрів: швидкість вітру складала величину 5-7 м/с. У другій половині червня швидкість вітру зростає та досягла 15-20 м/с в середній частині ГША.

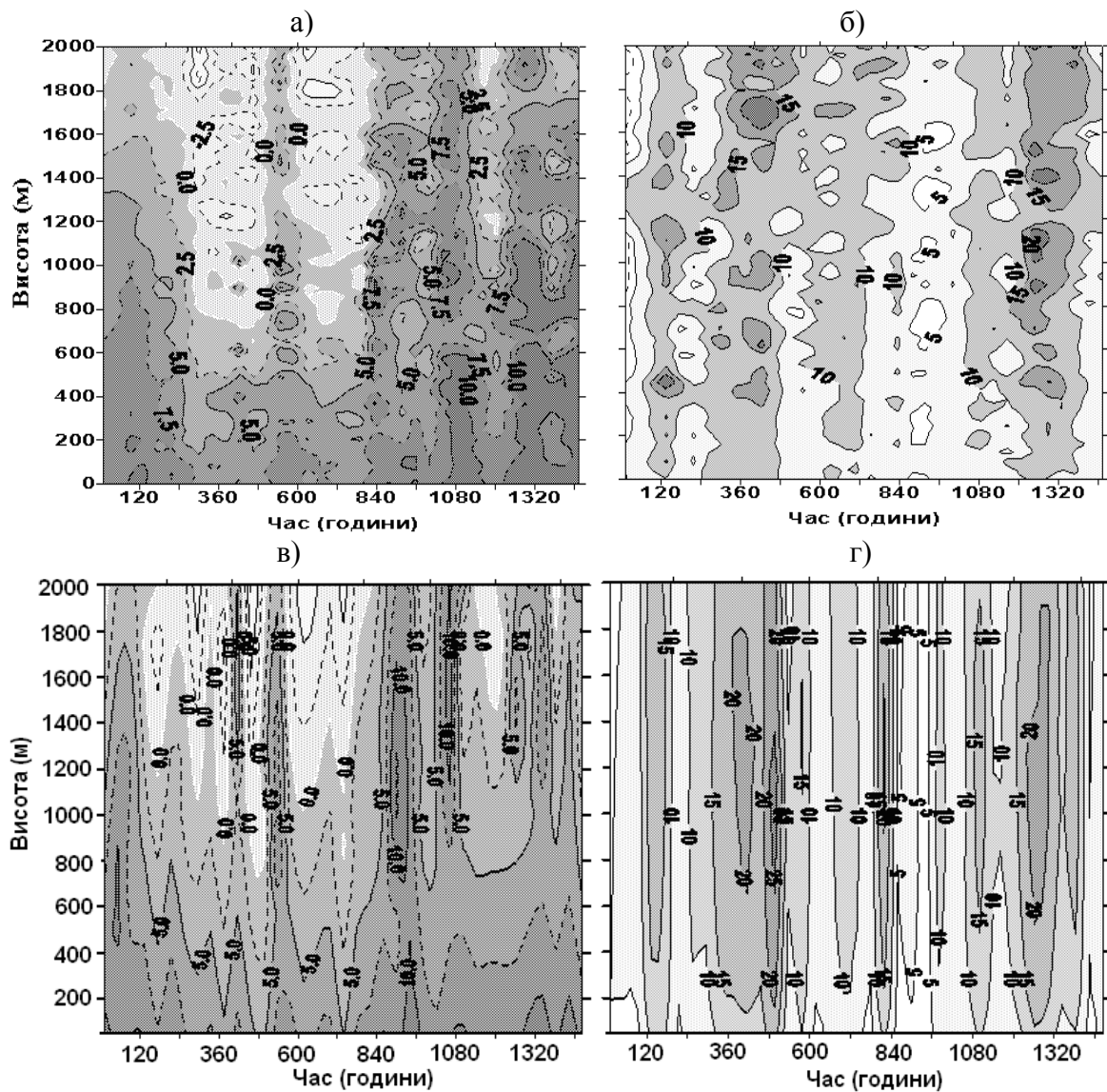


Рис. 1 – Просторово-часові розподіли фактичної (а) і розрахованої (в) температури повітря та фактичної (б) і розрахованої (г) швидкості вітру в період з 1 травня по 30 червня 1979 року.

Тут і надалі вісь «Час (години)» означає, що відлік часу відбувається в часах, починаючи з 00 годин 1 травня 1979 року (нульова година) і закінчуючи 24 годиною 30 червня 1979 року (1464 година).

**Оцінка впливу різних схем параметризації адвекції температури в експериментах Е1, Е2, Е3, Е4, Е5, Е6.** В табл. 1. містяться коефіцієнти кореляції між розрахованими та фактичними часовими розподілами швидкості вітру та температури повітря. Вибірки складались зі 120 величин. Оцінки показали, що всі коефіцієнти кореляції являються статистично значущими.

Порівнюючи коефіцієнти кореляції усіх шести експериментів було виявлено, що найбільш корелюючими з фактичними даними виявились часові розподіли температури та швидкості в експерименті Е5, тому надалі був використаний вертикальний градієнт геострофічної швидкості вітру в шарі 2-1 км та розрахунок адвекції температури виконувався за формулою (16).

Таблиця 1 – Коефіцієнти кореляції,  $r_{p-\phi}$ , між розрахованим часовим ходом температури повітря (чисельник) і швидкості вітру (знаменник) та відповідними фактичними даними

	$r_{p-\phi}$							
	$A_1$				$A_2$			
	200 м	500 м	1000 м	1500 м	200 м	500 м	1000 м	1500 м
$z_2 - z_1 = (1,5 - 0,5) \text{ км}$	E1 $\frac{0,47}{0,63}$	E1 $\frac{0,49}{0,75}$	E1 $\frac{0,58}{0,81}$	E1 $\frac{0,71}{0,83}$	E4 $\frac{0,51}{0,63}$	E4 $\frac{0,51}{0,75}$	E4 $\frac{0,61}{0,81}$	E4 $\frac{0,71}{0,83}$
$z_2 - z_1 = (2 - 1) \text{ км}$	E2 $\frac{0,46}{0,63}$	E2 $\frac{0,37}{0,70}$	E2 $\frac{0,58}{0,85}$	E2 $\frac{0,74}{0,91}$	E5 $\frac{0,52}{0,65}$	E5 $\frac{0,42}{0,72}$	E5 $\frac{0,60}{0,86}$	E5 $\frac{0,75}{0,92}$
$z_2 - z_1 = (3 - 2) \text{ км}$	E3 $\frac{0,45}{0,50}$	E3 $\frac{0,41}{0,59}$	E3 $\frac{0,45}{0,74}$	E3 $\frac{0,47}{0,78}$	E6 $\frac{0,44}{0,54}$	E6 $\frac{0,43}{0,60}$	E6 $\frac{0,45}{0,72}$	E6 $\frac{0,50}{0,78}$

**Аналіз результатів розрахунку експериментів з урахуванням та без врахування адвекції.** Для оцінки впливу адвекції температури ми провели ще два експерименти, тобто:

- 1) експеримент без урахування адвекції (А);
- 2) експеримент з урахуванням адвекції та сонячної радіації (Б).

Необхідно зазначити, що на відміну від попередніх експериментів, в експерименті Б використовується лінійно інтерпольований профіль горизонтального градієнту температури. Обґрунтуванням такого вибору профілю горизонтального градієнту температури базується, по-перше, тим, що адвекція, яка спостерігається у верхній частині ГША, не завжди буде наявна в нижній його частині; по-друге, нижні 50-100 м складають шар постійних потоків, в якому сили турбулентного тертя домінують на рештою членів, які входять в рівняння теплопровідності; по-третє, складові швидкості вітру при наближенні до земної поверхні зменшуються за рахунок тертя, тому адвективний член може відповідно зменшуватися.

В результаті були отримані просторово-часові розподіли температури повітря та швидкості вітру (рис. 1 в, г). Порівнюючи останні з відповідними фактичними розрізами на рис. 1 (а, б), можна відмітити, що модель добре відтворює періоди та розташування зон потепління/похолодання для температури та послаблення/посилення для швидкості вітру, які спостерігаються також на фактичних просторово-часових розподілах. Основні недоліки в просторово-часовому розподілі температури відмічались у періоди з 6 по 20, з 26 по 31 травня та в першій половині першої декади червня, коли по факту спостерігались потужні адвекції холоду у верхній та середній частинах ГША. В модельному розрізі температури вони хоча й були відтворені, але зайняли меншу товщу ГША, розповсюдившись до висоти 1200-1000 м. Також в останніх двох декадах модельна температура в середній частині граничного шару атмосфери дещо занижена в порівнянні з фактичними даними. Цей період був пов'язаний з адвекцією тепла, яка в моделі майже не відтворилась.

Що стосується швидкості вітру, то основним недоліком розрахованого просторово-часового розподілу є наявність піку 19-22 травня, якого не було в



фактичному розрізі, а також відсутність термічної течії 9-11 травня, яка в фактичному розподілі спостерігалась на висоті 400 м. В цілому, фактична та розрахована динамічні структури ГША подібні за винятком того, що розрахований просторово-часовий розподіл є більш гладким в порівнянні з фактичним.

Осереднені профілі коефіцієнту турбулентності, представлені в табл. 2, показують, що при урахуванні адвекції температури профіль має два максимуми на рівнях 500 м та 1500 м, причому більший знаходиться на нижчій висоті. Такий профіль можна вважати типовим при врахуванні крупномасштабної адвекції температури в задачах ГША [13]. Загалом, турбулентність у обох випадках є одного порядку.

Для більш детальної оцінки отриманих результатів були розглянуті часові ряди розрахованої та фактичної температури повітря та швидкості вітру на чотирьох рівнях (200, 500, 1000, 1500 м), знайдені відповідні коефіцієнти кореляції при довжині

Таблиця 2 – Осереднені коефіцієнти турбулентності на різних рівнях без врахування (А) та з врахуванням адвекції (Б).

Висота (м)	$k_A, m^2/c$	$k_B, m^2/c$
50	4.09	3.36
200	32.94	37.59
500	36.89	41.22
1000	32.91	27.37
1500	18.16	33.05
2000	0.59	0.72

вибірки 120 елементів (табл. 3), побудовані функції розподілу (рис. 2 та 3) та розраховані коефіцієнти розбіжності по методиці, що викладена в [14], між фактичними та розрахованими розподілами температури та швидкості вітру (табл.4).

Отримані розподіли коефіцієнтів кореляції по вертикалі показують, що вони майже не відрізняються та мають достатню узгодженість з фактичними даними по температурі та швидкості. Тенденція поведінки коефіцієнтів кореляції для температури в експерименті Б з висотою зберігається такою ж, як в А, тобто з мінімальними коефіцієнтами на рівні 1000 м. Коефіцієнти кореляції для швидкості вітру характеризуються збільшенням з висотою. Хоча по значенню в нижній частині ГША вони є невисокі.

Таблиця 3 – Коефіцієнти кореляції між фактичною та розрахованною кривими часового ходу температури,  $r_{xyT}$ , та швидкості вітру,  $r_{xyV}$ , для різних експериментів

	$r_{xyT}$				$r_{xyV}$			
	200 м	500 м	1000 м	1500 м	200 м	500 м	1000 м	1500 м
А	0.89	0.78	0.74	0.82	0.44	0.48	0.67	0.87
Б	0.87	0.73	0.67	0.82	0.40	0.45	0.61	0.85

## Частотність

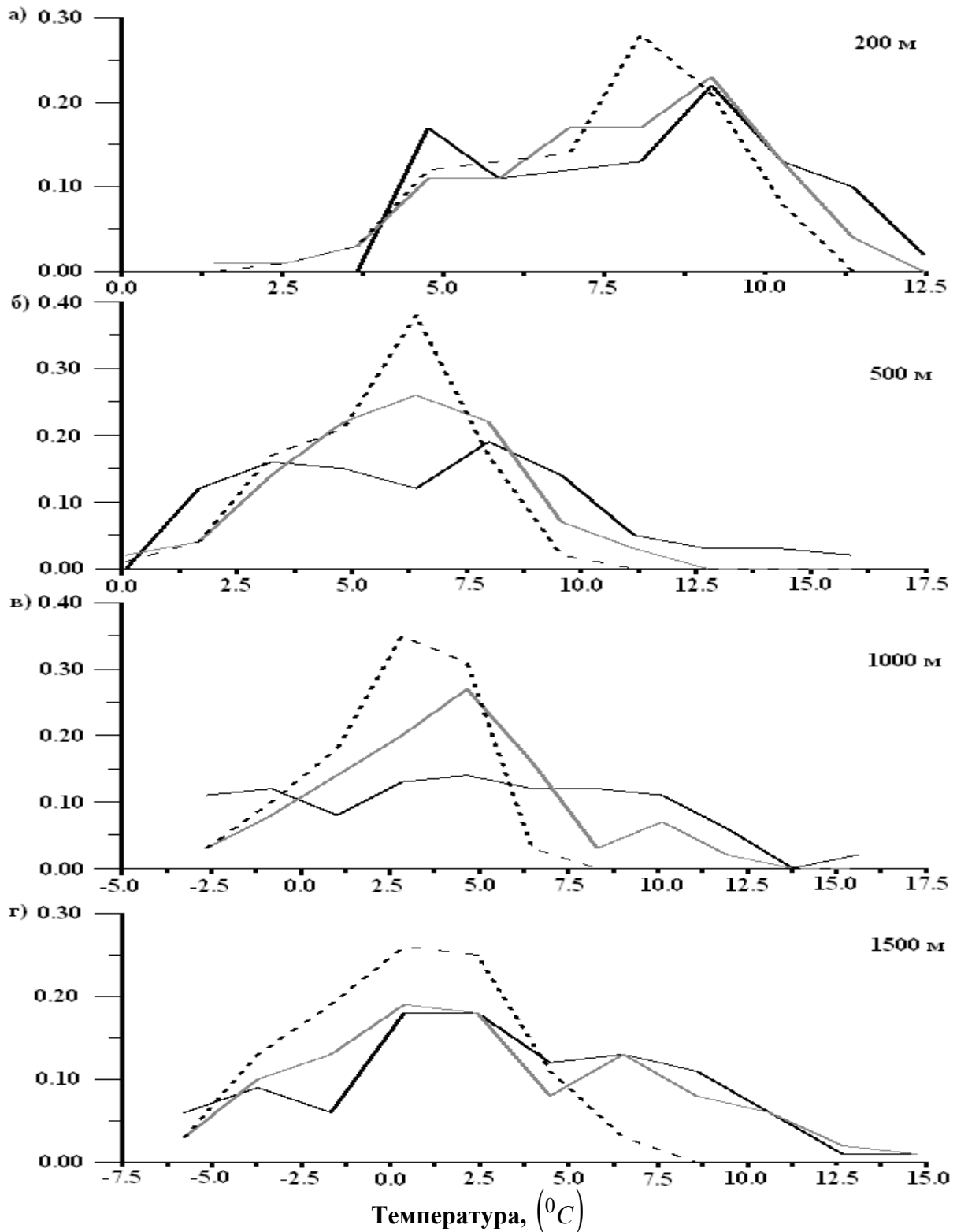


Рис. 2 – Графіки функцій розподілу температури на рівнях 200 м (а), 500 м (б), 1000 м (в) та 1500 м (г). Суцільна чорна крива – частотність температури повітря за даними радіозондування; пунктирна крива – частотність розрахованої температури повітря без врахування адвекції температури та сонячної радіації (А); суцільна сіра крива – частотність розрахованої температури повітря з врахуванням адвекції та сонячної радіації (Б).

**Частотність**

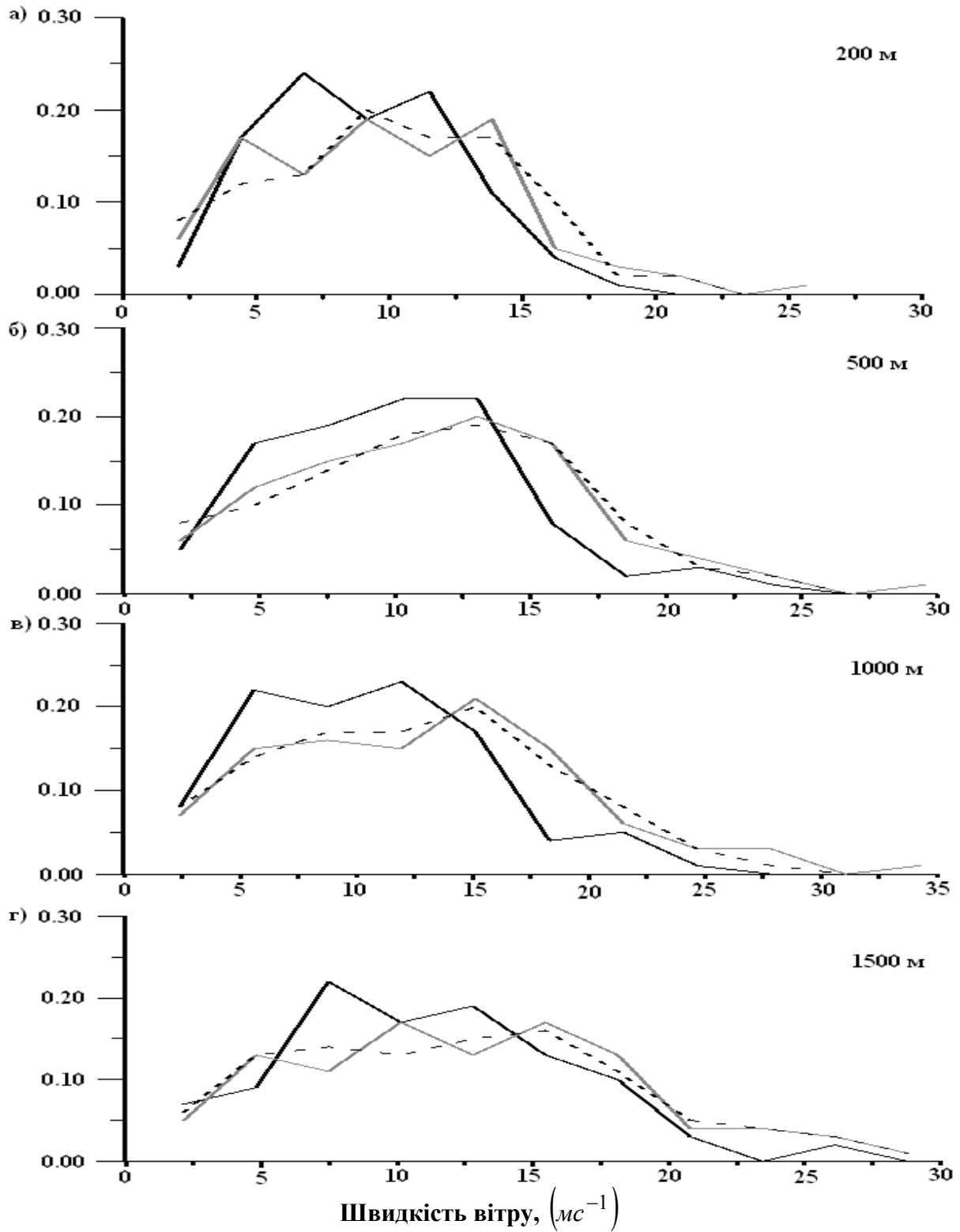


Рис. 3 – Графіки функцій розподілу швидкості вітру на рівнях 200 м (а), 500 м (б), 1000 м (в) та 1500 м (г). Суцільна чорна крива – частотність швидкості вітру за даними радіозондування; пунктирна крива – частотність розрахованої швидкості вітру без врахування адвекції температури та сонячної радіації (А); суцільна сіра крива – частотність розрахованої швидкості вітру з урахуванням адвекції та сонячної радіації (Б). Розподіли температури для експериментів з урахуванням крупномасштабної адвекції

температури та без нього вказують на однозначне поліпшення перших у порівнянні з фактичними. Особливо це стосується значень температури при адвекції тепла. Найменша різниця між розрахованими з урахуванням адвекції та фактичними розподілами відмічається на нижчому та вищому рівнях. Без врахування адвекції однозначно маємо завищення частотності у середньому діапазоні температур на всіх рівнях. Цей висновок підтверджується зниженням коефіцієнтів розбіжності кривих розподілів між фактичними та отриманими за розрахунками з урахуванням адвекції (табл. 4).

Розподіли для розрахованих швидкостей демонструють стійку тенденцію збільшувати швидкості майже на всіх рівнях незалежно від того, враховується чи не враховується адвекція температури (використовується сталий чи змінний з висотою геострофічний вітер). Коефіцієнти розбіжностей також майже не змінилися при включенні адвекції температури за винятком деякого збільшення на верхніх рівнях, проте, підкреслимо, вельми незначного.

Таблиця 4 – Коефіцієнти розбіжності між фактичною та розрахунковою функціями розподілу температури повітря,  $k_{rT}$ , та швидкості вітру,  $k_{rV}$ , на різних рівнях

	$k_{rT}$				$k_{rV}$			
	200 м	500 м	1000 м	1500 м	200 м	500 м	1000 м	1500 м
А	0.24	0.34	0.48	0.32	0.20	0.20	0.17	0.17
Б	0.14	0.26	0.29	0.09	0.18	0.17	0.21	0.18

Статистична оцінка розрахованого часового розподілу швидкості вітру показує, що врахування адвекції температури та сонячної радіації не дало істотного позитивного внеску в відтворення динамічної структури ГША.

**Висновки.** Розрахована просторово-часова структура ГША, з однієї сторони, загалом добре описується наведеною математичною моделлю, особливо при уведенні адвекції температури, про що свідчать коефіцієнти розбіжності функцій розподілу температури повітря, але, з іншої сторони, уведення адвекції температури пов'язане з труднощами у її визначенні, так як існуюча методика, яка базується на використанні співвідношень термічного вітру, є приблизною. Тому позбавленням цієї проблеми може послужити використання значень горизонтальної адвекції температури з моделі фонового прогнозу крупномасштабних полів.

### Список літератури

1. Казаков А. Л., С. М.Лихачев Специализированный архив данных наблюдений для задач взаимодействия атмосферы и океана. В сб.: "Математические модели в исследовании динамики океана". Новосибирск, ВЦ СОАН СССР. 1988. - С.82-95.
2. Лыкосов В. Н., Платов Г. А. Численное моделирование пограничного слоя атмосферы над ЭАЗО Курошио. В сб.: Математическое моделирование процессов в пограничных слоях атмосферы и океана'. М.: ОВМ АН-СССР, 1988. – С.66-93.
3. Лыкосов В. Н. К-теория турбулентного планетарного пограничного слоя атмосферы и обобщенная гипотеза Буссинеска. - М.: Препринт ОВМ, 1988. -32 с.
4. Deardorff J.W. Theoretical expression for the counter – gradient vertical heat flux. //J.Geophys.Res., 1972. -Vol.77. -No 30. -P.5900-5904.
5. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, т. I, С.Пб.: Гидрометеороиздат, 1992. -694с.

6. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1970. 291 с.
7. Хворостьянов В. И. О схематизации спектра длинноволнового излучения атмосферы для моделей облаков и туманов на основе спектральных расчетов с тонким разрешением по вертикали. //Изв.АН СССР, ФАО, 1981. -Т.17. -№10. –С.1022-1030.
8. Гаврилов А. С., Гутман Л. Н., Лыкосов В. Н. Нестационарная задача о планетарном пограничном слое атмосферы с учетом радиационного теплообмена. //Труды ЗСРНИГМИ, 1974. - Вып. 11. - С. 35-48.
9. Марчук Г. И., Дымников В. П., Залесный В. Б. и др. Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1984. - 320 с.
10. Марчук Г. И. Численное решение задач динамики атмосферы и океана. -Л.: Гидрометеиздат, 1974. -303с.
11. Берлянд М. Е. Об учете адвекции при прогнозе суточных колебаний температуры и влажности в приземном слое атмосферы. // Труды ВНМС, 1963. – Т. VII. – С. 78-88.
12. Сперанский Л. С., Костриков А. А., Пушистов П. Ю. О локальном прогнозе температуры и ветра в приземном слое атмосферы с помощью модели планетарного пограничного слоя. //Труды ЗСРНИГМИ, 1978. –Вып.29. – С.19-33
13. Гарнопольский А. Г. Математическое моделирование и прикладные задачи геофизического пограничного слоя. – Одесса: Издательство и топография «ТЭС», 2002. – 394 с.
14. Колинко А. В. Статистическая структура крупномасштабных океанологических полей на Ньюфаундленском энергетическом полигоне //Метеорология и гидрология, 1990 .– №8. – С. 102–107.

**Описание структуры пограничного слоя атмосферы над морем с помощью нестационарной математической модели. Иванова Е. В., Казаков А. Л.**

*Использована нестационарная математическая модель для описания термодинамической структуры пограничного слоя атмосферы, которая учитывала неадиабатические притоки тепла и параметризованную адвекцию тепла. С помощью фактических данных океанской станции „С” было осуществлено моделирование физических процессов пограничного слоя атмосферы и сделан анализ полученных результатов что касается степени влияния адвекции температуры.*

**Ключевые слова:** адвекция, температура, скорость ветра, моделирование, параметризация, подсеточный масштаб.

**The describing of atmospheric boundary layer structure over the sea, using non-stationary mathematical model. Ivanova E. V., Kazakov A. L.**

*Non-stationary mathematical model was used for the describing of the atmospheric boundary layer thermo- and dynamical structure, which takes account of non-adiabatical warm inflow and parameterization warm advection. Using real data of ocean station “С” was made the modeling of of the atmospheric boundary layer physical processes and the analyses of gotten results as to temperature advection influence.*

**Key words:** advection, temperature, wind speed, modeling, parameterization, subgrid scale.