

**О.Л. Казаков, к.ф.-м.н., О.В. Іванова, к.г.н.**  
*Одеський державний екологічний університет*

## **РАДІАЦІЙНІ ПОТОКИ – КЛЮЧОВИЙ ФАКТОР ВЗАЄМОДІЇ МІЖ АТМОСФЕРОЮ ТА ОКЕАНОМ. Довгохвильові потоки.**

*Використовуючи унікальний спеціалізований архів даних спостережень, отриманий в період Першого глобального експерименту погоди (1978-1979 рр.), здійснена верифікація відомих параметризацій довгохвильових потоків радіації. Отримана кількісна оцінка узгодження розрахованих та фактичних величин (коефіцієнти кореляції і розбіжності, криві повторюваності).*

**Ключові слова:** довгохвильова радіація, бал хмарності, фактичний матеріал.

**Вступ.** Одним з терморегуляторів підстильної поверхні та різних рівнів в атмосфері є ефективно випромінювання як баланс висхідних та низхідних потоків довгохвильової радіації. При безхмарному небі потоки низхідної довгохвильової радіації формуються з випромінювання самої атмосфери, а висхідні – з випромінювання підстильної поверхні та шарів повітря, що розташовані нижче рівня, який розглядається. При хмарному небі довгохвильові радіаційні потоки в обох напрямках послаблюються хмарними шарами і баланс радіації в даному випадку між останніми або між підстильною поверхнею і хмарою буде визначатися випромінюванням меж хмар. Довгохвильові радіаційні потоки грають важливу роль у взаємодії з підстильною поверхнею, особливо над океаном, оскільки над останнім хмарність стає на заваді радіаційному вихолодженню поверхні та причиною накопичення тепла в підхмарному шарі. Такий процес загалом є характерним в літній період, коли поверхневий шар води нагрівається за рахунок сонячної інсоляції, сприяючи більшому випаровуванню та збільшенню масової частки водяної пари в об'ємі повітря та, як наслідок, створенню умов для утворення хмарності.

Метою роботи було випробування відомих параметризацій довгохвильових потоків радіації для подальшого використання в чисельних моделях граничного шару атмосфери. Це дослідження є продовженням виконаних нами раніше опрацювань щодо рекомендацій по вибору методів розрахунку радіаційних потоків над океаном [1], а також випробування обраних схем параметризації короткохвильових потоків радіації [2].

**Матеріали та методи дослідження.** Усі результати розрахунків порівнювалися з відповідними даними спостережень спеціалізованого архіву [3], який містив щоденні гідрометеорологічні та актинометричні спостереження, а також результати аерологічного радіозондування, які проводились в період Першого глобального експерименту (грудень 1978 року – листопад 1979 року) на океанській станції «С» у Північній Атлантиці (52,5° пн.ш., 35,5° зх.д.)

В представленій роботі оцінювалися три методи параметризації потоків ефективного довгохвильового випромінювання (ЕДВ), один з яких передбачає знаходження приповерхневих потоків ЕДВ за допомогою відомих емпіричних співвідношень [4], а решта – інтегрування в тропосфері [5,6]. Далі нами докладно розглядаються деталі та особливості кожного з методів параметризації радіаційних довгохвильових потоків. Зауважимо, що такий вибір схем параметризації відповідає існуючим сучасним методам розрахунку довгохвильових радіаційних потоків та їх параметризації у чисельних прогностичних моделях [7-9].

*Перший метод* [4] передбачає отримання потоків ЕДВ біля поверхні океану за відомими температурою поверхні океану  $T_0$ , повітря  $T_a$ , балу загальної  $N_0$  та нижньої  $N_L$  хмарності

$$F_{ef} = \varepsilon_1 (\sigma T_0^4 - E_a), \quad (1)$$

де  $\varepsilon_1$  - інтегральна випромінююча здібність водної поверхні;  $\sigma$  - стала Стефана-Больцмана;  $E_a$  - довгохвильове випромінювання атмосфери, яке визначається з врахуванням балу загальної та нижньої хмарності за формулою

$$E_a = E_{a,0} \left( 1 + K_L N_L^2 \right) \left[ 1 + K_{M+H} (N_0^2 - N_L^2) \right],$$

де  $E_{a,0} = 1,26T_a^2 \cdot 10^{-5} - 0,541$  - випромінювання атмосфери при безхмарному небі; індекси « $L$ », « $M$ » та « $H$ » позначають належність величини до нижнього, середнього та верхнього ярусів відповідно;

$$K_L = \frac{E_{a,10}^L - E_{a,0}}{E_{a,0}}, \quad K_{M+H} = \frac{E_{a,10}^{M+H} - E_{a,0}}{E_{a,0}},$$

$$E_{a,10}^L = 0,921T_a^2 \cdot 10^{-5} - 0,385, \quad E_{a,10}^{M+H} = 0,964T_a^2 \cdot 10^{-5} - 0,448.$$

$F_{ef}$ , розраховане таким чином, вимірюється в кВт/м<sup>2</sup>.

Другий метод [5] передбачає інтегрування рівнянь переносу довгохвильової радіації по всій тропосфері та отримання значень ефективного випромінювання поблизу поверхні океану як різниці між випромінюванням поверхні океану та атмосфери. Згідно з [5] при низькій хмарності внесок вікна 8-13 мкм у радіаційне вихолодження становить 90-95%. У зв'язку з цим при побудові моделі низької хмарності чи туманів досить виділити дві ділянки в спектрі:

- 1) вікно 8-13 мкм;
- 2) вся решта спектру поза вікном, яка розглядається як одне вікно.

При цьому приймається, що область першого вікна займає 27 % від усієї області спектру довгохвильового випромінювання. Хмарність враховується при розрахунку функції пропускання, тому вигляд рівнянь для визначення потоків не змінюється. Причому для отримання потоків у всьому діапазоні спектру спочатку розраховується частка випромінювання в решті спектру поза вікном, а потім загальний висхідний та низхідний потоки довгохвильової радіації.

Область розв'язання розбивається на два підшари: вільну атмосферу та граничний шар атмосфери з кроком  $\Delta z = 50$  м. Здійснення розрахунків у вільній атмосфері пов'язано з необхідністю знайти значення низхідних потоків довгохвильової радіації на верхній межі граничного шару. Інтегральний за висотою потік низхідного довгохвильового випромінювання у вільній атмосфері визначатиметься наступною формулою

$$F_i^\downarrow = \sum_{i=2}^{N_{BA}} p_1 \left[ \sigma T_{i-1}^4 + \ln Q_i (\sigma T_{i-1}^4 - \sigma T_i^4) \right],$$

де  $N_{BA}$  - кількість рівнів у вільній атмосфері;  $p_1 = 0,27$  - область вікна;  $i = \{2, 3, \dots, N_{BA}\}$  - номер вертикального рівня, причому нумерація починається з верхньої межі вільної атмосфери (16 км) до верхньої межі граничного шару (2 км);

$\ln Q_i = -1,66\alpha_v m_i \Rightarrow Q_i = e^{-1,66\alpha_v m_i}$  - функція пропускання для заданого вікна в поточному підшарі у вільній атмосфері;  $\alpha_v = 0,1$  см<sup>2</sup>/г - середній коефіцієнт поглинання водяної пари в центрі вікна;  $m_i = \sum_{i=2}^{N_{BA}} \rho_{vi} (z_{i-1} - z_i)$  - ефективна поглинаюча маса водяної пари на поточному рівні у вільній атмосфері;  $\rho_{vi} = q_i \rho_i$  - густина водяної пари на поточному рівні;  $\rho_i$  - густина повітря на поточному рівні;  $T$ ,  $q$  - фактичні абсолютна температура та масова частка водяної пари.

У граничному шарі атмосфери просторова сітка для знаходження потоку довгохвильового випромінювання має більше розділення, тобто шар повітря в 50 м (материнський підшар) розділяється ще на п'ять шарів (дочерних підшарів). Остаточо виходить, що просторовий крок дорівнюватиме 10 м, але значення потоків будуть знахо-

дитися лише на сітці з кроком в 50 м. Таке детальне розділення по вертикалі необхідне лише для процедури інтегрування з метою отримання функцій пропускання. Таким чином, інтегрування проводиться по кожному з материнських підшарів окремо. Інтегральний низхідний потік довгохвильового випромінювання в граничному шарі визначатиметься так:

$$F_i^\downarrow = \sum_{i=N_{\Gamma III}}^1 \sum_{z_1=z_i}^{z_{i-1}} F_{i,z_1}^\downarrow - D_{i,z_1} \left( F_{i,z_1}^\downarrow - B_{i,z_1} \right),$$

$$D_{i,z_1} = \ln Q_i + \frac{z_1 - z_i}{z_{i-1} - z_i} (\ln Q_{i-1} - \ln Q_i) = 1,66\alpha_v \frac{\rho_i q_i \Delta z + \rho_{i-1} q_{i-1} \Delta z}{2} +$$

$$+ \frac{z_1 - z_i}{z_{i-1} - z_i} 1,66\alpha_v \left( \frac{\rho_{i-1} q_{i-1} \Delta z + \rho_{i-2} q_{i-2} \Delta z}{2} - \frac{\rho_i q_i \Delta z + \rho_{i-1} q_{i-1} \Delta z}{2} \right),$$

$$B_{i,z_1} = p_1 \sigma T_i^4 + \frac{z_1 - z_i}{z_{i-1} - z_i} (p_1 \sigma T_{i-1}^4 - p_1 \sigma T_i^4),$$

де  $F_{i,z_1}^\downarrow$  - низхідний потік довгохвильового випромінювання на рівні  $i + \Delta z_1$ ;  $\Delta z_1 = 10$  м;

$D_{i,z_1}$  - функція пропускання на рівні  $i + \Delta z_1$ ;  $B_{i,z_1}$  - випромінювання самого рівня  $i + \Delta z_1$  як абсолютно чорного тіла.

Висхідний потік довгохвильової радіації розраховується на тій же просторовій сітці з високим розділенням тільки розрахунок ведеться знизу догори:

$$F_i^\uparrow = \sum_{i=1}^{N_{\Gamma III}} \sum_{z_1=z_i}^{z_{i+1}} F_{i,z_1}^\uparrow + D_{i,z_1} \left( B_{i,z_1} - F_{i,z_1}^\uparrow \right),$$

$$D_{i,z_1} = \ln \mathfrak{R}_i + \frac{z_1 - z_i}{z_{i+1} - z_i} (\ln Q_{i+1} - \ln Q_i) = 1,66\alpha_v \frac{\rho_i q_i \Delta z + \rho_{i+1} q_{i+1} \Delta z}{2} +$$

$$+ \frac{z_1 - z_i}{z_{i+1} - z_i} 1,66\alpha_v \left( \frac{\rho_{i+1} q_{i+1} \Delta z + \rho_{i+2} q_{i+2} \Delta z}{2} - \frac{\rho_i q_i \Delta z + \rho_{i+1} q_{i+1} \Delta z}{2} \right),$$

$$B_{i,z_1} = p_1 \sigma T_i^4 + \frac{z_1 - z_i}{z_{i+1} - z_i} (p_1 \sigma T_{i+1}^4 - p_1 \sigma T_i^4).$$

Частка, яка описує довгохвильове випромінювання поза вікном визначається наступним чином

$$\Delta F_i = B_i \frac{1 - p_1}{p_1} = 2.7 B_i,$$

де  $B_i = p_1 \sigma T_i^4$  - випромінювання абсолютно чорного тіла в області вікна.

В результаті маємо

$$F_i^\uparrow = F_i^\uparrow + \Delta F_i,$$

$$F_i^\downarrow = F_i^\downarrow + \Delta F_i.$$

*Третій метод* [6] базується на інтегруванні рівнянь переносу випромінювання в тропосфері по ефективній поглинальній масі.

Для безхмарної атмосфери потоки висхідної довгохвильової радіації описуються наступним рівнянням

$$F^\uparrow(z) = \sigma T_0^4 Q_{\partial x} (M - m_z), \quad (2)$$

потоки низхідної радіації –

$$F^{\downarrow}(z) = \int_0^{m_z} \sigma T^4 dQ_{\partial x}(m_z - u), \quad (3)$$

де  $Q_{\partial x}(M - m_z)$  - функція пропускання в шарі  $(M - m_z)$ ;  $M$  - ефективна поглинальна маса біля поверхні океану;  $m_z$  - ефективна поглинальна маса на рівні  $z$ ;  $u$  - ефективна поглинальна маса на рівні між поверхнею океану та висотою  $z$ .

Ефективні поглинаючі маси розраховуються таким же чином, як в статті [2].

У випадку хмарної атмосфери в надхмарному шарі для висхідної радіації приймається

$$F^{\uparrow}(z) = \sigma T_{BG}^4 Q_{\partial x}(m_{BG} - m_z) + \int_{m_{BG}}^{m_z} \sigma T^4 dQ_{\partial x}(u - m_z), \quad (4)$$

для низхідної довгохвильової радіації використовується формула (3). Тут  $T_{BG}$  - температура верхньої межі хмари;  $m_{BG}$  - ефективна поглинаюча маса на верхній межі хмари. У підхмарному шарі висхідна радіація розраховується таким же чином, що у в безхмарній атмосфері, тобто за формулою (2), а низхідна - наступним чином

$$F^{\downarrow}(z) = \sigma T_{HG}^4 Q_{\partial x}(m_z - m_{HG}) + \int_{m_{HG}}^{m_z} \sigma T^4 dQ_{\partial x}(m_z - u), \quad (5)$$

де  $T_{HG}$  та  $m_{HG}$  - це температура та ефективна поглинаюча маса нижньої межі хмари.

Перші члени в (4) та (5) описують випромінювання водної поверхні та хмар, яке дійшло до рівня, що розглядається. Інтегральні члени в усіх формулах описують власне випромінювання нижчих шарів для висхідної радіації та вищих – для низхідної.

Інтегральна функція пропускання для довгохвильової радіації має вигляд

$$Q_{\partial x}(\Delta m) = 0,539e^{-2,45\sqrt{\Delta m}} + 0,461e^{-0,213\sqrt{\Delta m}}. \quad (6)$$

Ця функція пропускання враховує поглинання водяною парою та вуглекислим газом. Під  $\Delta m$  розуміється ефективна поглинальна маса водяної пари або  $m_z - m_{HG}$ , або  $m_z - u$ , або  $m_{BG} - m_z$ , або  $u - m_z$ , або  $M - m_z$ .

Інтегралі в формулах (3)-(5) замінюються сумами

$$\int_M^{m_z} \sigma T^4 dQ_{\partial x}(u - m_z) = \frac{1}{2} \sum_{k=i+1}^l (\sigma T_{k-1}^4 + \sigma T_k^4) [Q_{\partial x}(|m_{k-1} - m_i|) - Q_{\partial x}(|m_k - m_i|)].$$

Ефективне випромінювання визначається як різниця між низхідним та висхідним потоками довгохвильового випромінювання

$$F_{ef}(z) = F^{\downarrow}(z) - F^{\uparrow}(z). \quad (7)$$

Використання методів [4-6] припускає застосування фактичної інформації. В першому методі (експерименти М) - це температура поверхні океану та повітря на рівні 10 м, загальний бал хмарності та бал хмарності нижнього ярусу. В другому та третьому методах - виміряні профілі температури, тиску та масової частки водяної пари (експеримент Х та Ф).

**Аналіз результатів чисельних експериментів.** При застосуванні методу [4] оцінювався також вплив похибок розрахованого балу хмарності за методом Смагоринського [10] на потоки ЕДВ. Для цього проводилося два експерименти, коли використовувалися фактичні та розраховані загальний бал хмарності та бал хмарності нижнього ярусу (експерименти М1 та М2 відповідно). В результаті були отримані вибірки значень ЕДВ у ті моменти часу, коли проводилися спостереження за даною величиною. Застосовуючи ці вибірки будувалися річні зміни потоків ЕДВ (рис. 1), криві повторю-

ваності (рис. 2) та розраховувалися статистичні характеристики для оцінки узгодження фактичних та розрахованих даних (табл. 1).

Річний хід фактичних потоків ЕДВ має складну форму з чотирма максимумами (грудень, березень, червень та жовтень) та чотирма мінімумами (січень, квітень, серпень, листопад). Причому найбільший максимум спостерігається в червні, а найменший мінімум – у листопаді. Від’ємність потоків означає, що на протязі всього року потік довгохвильової радіації з поверхні океану завжди більший, аніж з атмосфери. Найменше за модулем значення ефективного довгохвильового випромінювання означає, що в цей період різниця між випромінюванням атмосфери та поверхнею океану найменша. Такі випадки належать до умов низької хмарності, коли до низхідного потоку довгохвильового випромінювання додається випромінювання самої хмари, яка виступає тут завадою для потоків ЕДВ від поверхні океану. Останні, досягнувши хмари, частково проходять через неї, частково поглинаються і частково відбиваються назад, додаючись до потоку довгохвильової радіації від атмосфери. Це сприяє збільшенню величин потоків від атмосфери та, як наслідок, зменшенню різниці

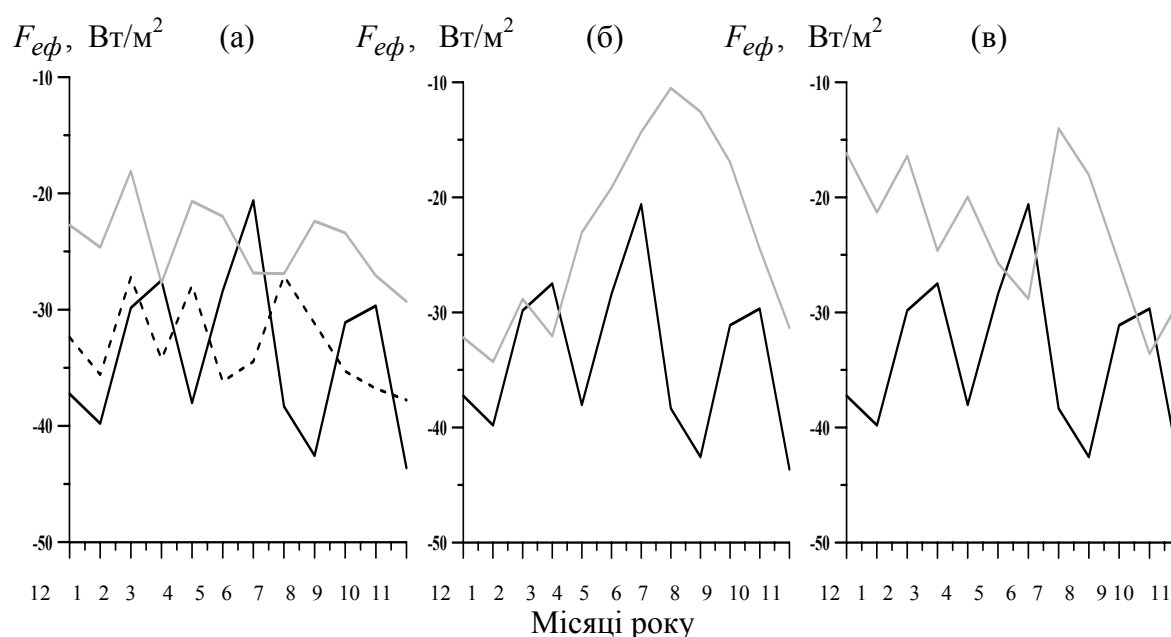


Рис. 1 – Річний хід фактичних (чорна суцільна крива), розрахованих повністю за фактичною інформацією (чорна пунктирна крива, експеримент М1) та розрахованих по оцінкам балу хмарності за методом [10] і решти фактичної інформації (суцільна сіра крива, експерименти М2, Х та Ф) потоків ефективного довгохвильового випромінювання. (а)- метод [4]; (б) – метод [5]; (в) – метод [6].

між потоками довгохвильової радіації від атмосфери і поверхні океану. І, навпаки, найбільше за модулем значення ЕДВ означає, що різниця між випромінюванням атмосфери та поверхнею океану найбільша. Це може бути пов’язано з малохмарними або безхмарними умовами, коли довгохвильова радіація, яка розповсюджується з верхньої межі тропосфери, не зазнає, або мало зазнає змін від хмарних шарів, і поверхня океану інтенсивно прогривається, сприяючи збільшенню висхідних потоків радіації.

Річний хід потоків ЕДВ (рис. 1а, чорна пунктирна крива), отриманий з використанням фактичного балу хмарності, свідчить про погане узгодження його з річним ходом фактичних потоків. При цьому, порядок величин співпадає і крива річного ходу розрахованих потоків існує в тих же межах значень потоків, що й крива річного ходу фактичних потоків, але якісно між ними мало спільного. Кількісні оцінки (табл. 1) показують, що кореляція між фактичною та розрахованою вибіркою є і спільна площа їх кривих повторюваностей складає величину біля 79 % (табл. 1). Не дивлячись на те, що при засто-

суванні методу [4] використовувалася повністю фактична інформація, отримана крива повторюваності показує завищення кількості випадків з модальним значенням потоків ЕДВ близько  $-40 \text{ Вт/м}^2$ , та зниженням їх в інтервалі від  $-60$  до  $-200 \text{ Вт/м}^2$  (див.рис.2).

Таблиця 1 - Коефіцієнти кореляції та розбіжності між вибірками фактичних та розрахованих значень потоків ефективного довгохвильового випромінювання при використанні фактичної (M1) та розрахованої (M2) кількості хмарності і фактичних профілів метеорологічних величин (X та Ф)

	M1	M2	X	Ф	Загальна кількість випадків
Коефіцієнт кореляції	0,57	0,31	0,28	0,23	5195
Коефіцієнт розбіжності	0,21	0,24	0,27	0,45	

Річний хід потоків ЕДВ (рис. 1 а, сіра суцільна крива), отриманий на базі використання розрахованого балу хмарності, характеризується заниженими величинами потоків майже в усі місяці року, окрім червня, що звичайно обумовлено завищенням балу хмарності, розрахованого за методом Смагоринського. Дійсно, при наявності хмар, або збільшенні балу хмарності, до потоку від атмосфери додається ще потік від хмар. Форма кривої річного ходу розрахованих потоків ЕДВ не має спільних рис з формою кривої фактичних потоків ЕДВ. Тобто фактична крива має дві лінійні

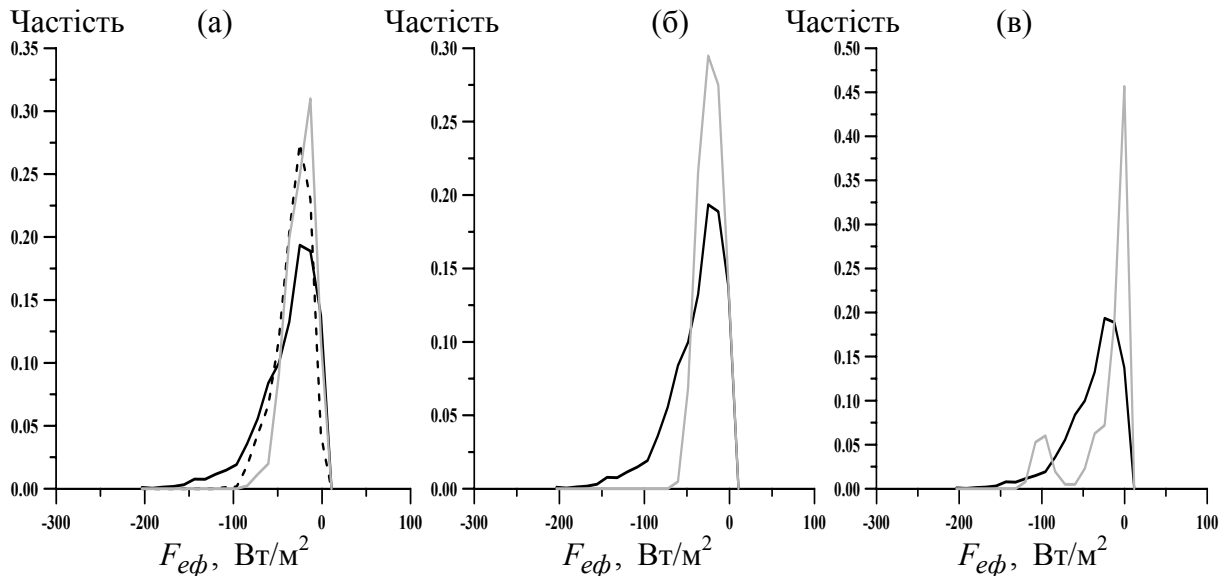


Рис. 2 – Криві повторюваності фактичних (чорна суцільна крива), розрахованих повністю на базі фактичної інформації (чорна пунктирна крива, експеримент M1) та розрахованих на базі одержаного балу хмарності за методом [10] і решти фактичної інформації (суцільна сіра крива, експерименти M2, X та Ф) потоків ефективного довгохвильового випромінювання. (а)-метод [4]; (б) – метод [5]; (в) – метод [6].

тенденції: нисхідну з січня по червень та висхідну з червня по листопад, а розрахована крива середньомісячних значень має чітку тенденцію зменшення з грудня по листопад. Коефіцієнт кореляції відповідно зменшується до 0,31, а коефіцієнт розбіжності збільшується (табл. 1). Все це свідчить про погіршення узгодження фактичних та розрахованих потоків. Крива повторюваності показує зміщення моди в область більш низьких значень потоків ЕДВ та значне зменшення кількості випадків з високими значеннями потоків ЕДВ.

Крива річного ходу, отримана з використанням методу [5] (рис. 1 б, сіра суцільна крива), має зворотну форму з формою кривої річного ходу температури поверхні океану (рис.3). Тобто, мінімум спостерігається у теплий період, а максимум - у холодний. Такий характер розподілу на протязі року розрахованих потоків ЕДВ свідчить про те, що в холодний період року завдяки тому, що вода є тепліша, ніж повітря, поверхня океану звичайно випромінює довгохвильову радіацію порівняно з прилеглим повітрям більш інтенсивно. В теплий період температура води та повітря мають меншу різницю. Це сприяє зменшенню потоків ЕДВ. Коефіцієнт кореляції становить величину 0,28, коефіцієнт розбіжності - 0,27. Крива повторюваності характеризується майже відсутністю випадків з високими значеннями потоків ЕДВ, але завищеною повторюваністю потоків в інтервалі  $-0 \div -50 \text{ Вт/м}^2$ .

Річний хід потоків ЕДВ, отриманий в результаті використання методу, що викладений в [6] (рис. 1 в, сіра суцільна крива), як і в попередніх випадках немає нічого спільного з кривою річного ходу фактичних потоків ЕДВ. Помітимо, що форма її дещо схожа на форму кривої річного ходу з експерименту М2. Коефіцієнти кореляції та розбіжності характеризуються найгіршими значеннями в порівнянні з коефіцієнтами кореляції та розбіжності з попередніх методів та становлять величини 0,23 та 0,45 відповідно.

Крива повторюваності (рис. 2 в) характеризується наявністю двох максимумів, один з яких розташовується в інтервалі  $-75 \div -125 \text{ Вт/м}^2$ . Наявність даного максимуму свідчить про недо врахування хмарних випадків, тобто за фактом хмара була, а використаний нами метод ідентифікації хмарності її не виявив. Другий максимум концентрується в інтервалі  $0 \div -50 \text{ Вт/м}^2$  з завищеною повторюваністю, яка зумовлена напевне переоцінкою низьких хмар, або похибками в визначенні верхньої та нижньої меж хмар. Тобто, якщо ми ідентифікуємо нижню межу хмари нижче, аніж вона була насправді, це відповідно збільшить довгохвильовий потік від хмари вниз, оскільки температура на нижній межі хмари буде вища.

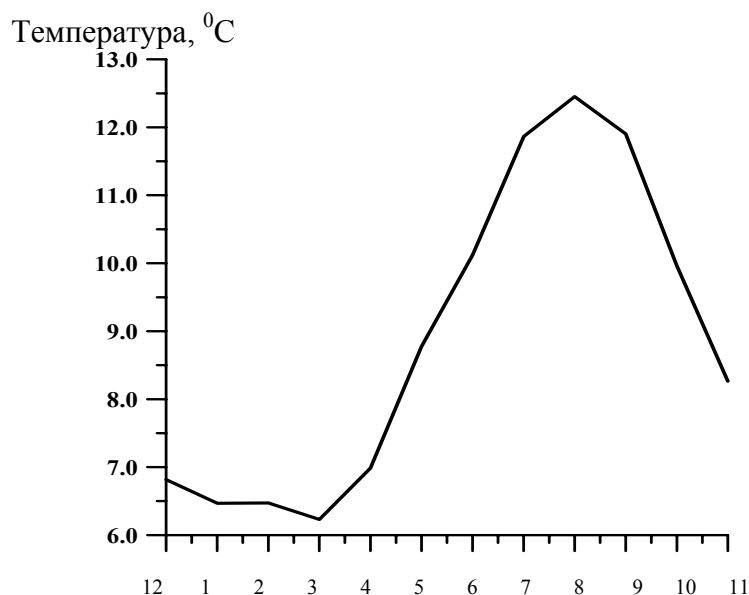


Рис. 3 – Річний хід фактичної температури поверхні океану.

## Висновки

При використанні простих емпіричних формул для знаходження приповерхневих потоків довгохвильового випромінювання необхідно коректно описувати кількість хмарності, оскільки остання суттєво впливає на значення потоків.

Метод В.І.Хворостьянова, який бажано використовувати при низькій хмарності, звичайно погано діє за безхмарних або малохмарних умовах і не відтворює потоки більші по абсолютній величині, ніж  $70 \text{ Вт/м}^2$ .

Метод Є.М.Фейгельсон, що описаний в [6], потребує правильного опису хмарних шарів, їх товщини та розташування, оскільки похибки ідентифікації хмар можуть спровокувати похибки при параметризації потоків довгохвильового випромінювання.

## Список літератури

1. *Іванова О.В.* Параметризація хмарності і довгохвильового випромінювання в моделі граничного шару атмосфери над водною поверхнею. //Вісник ОДЕКУ, 2005. -Вип.1. -С.53-62
2. *Казаков О.Л., Іванова О.В.* Радіаційні потоки – ключовий фактор взаємодії між атмосферою та океаном. Короткохвильові потоки // Вісник ОДЕКУ. – 2009. – вип. 8. – С. 168-181.
3. *Казаков А. Л., Лихачев С.М.* Специализированный архив данных наблюдений для задач взаимодействия атмосферы и океана // Математические модели в исследовании динамики океана. – Новосибирск: ВЦ СОАН СССР, 1988. - С.82-95.
4. *Гирдюк Г.В., Малевский-Малевич С.П.* Методика расчета эффективного излучения поверхности океана с учетом яркости облаков. // Метеорология и гидрология – 1981. - № 10. – С. 44-52.
5. *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.
6. *Динамическая метеорология.* // Под ред Д.Л. Лайхтмана. - Л.: Гидрометеоиздат, 1976. – 607 с.
7. *Hack J.J., V.A. Boville, B.P. Briegleb, J.T. Kiehl, P.J. Rasch, and D.L. Williamson* Description of the NCAR Community Climate Model (CCM2). NCAR Technical Note, 1993. NCAR/TN-382+STR. -120 pp.
8. *Mlawer E.J., S.J.Taubman, P.D.Brown, M.J.Iacono, and S.A.Clough* Radiative transfer for inhomogeneous atmosphere: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. J. Geophys. Res., 1997. –Vol.102 (D14). p.16663-16682.
9. *D.J.Stersrud* Parameterization schemes: keys to understanding numerical weather prediction models. Cambridge University Press, UK, 2007. - 426 pp.
10. *Smagorinsky J.* On the dynamical prediction of large-scale condensation by numerical methods // Geophys. Monogr. - Washington, 1960. - N 5. - p. 71-78.

**Радиационные потоки – ключевой фактор взаимодействия атмосферы и океана. Длинноволновые потоки.**

**Казаков А.Л., Иванова Е.В.**

*Используя уникальный специализированный архив данных наблюдений, полученный в период Первого глобального эксперимента погоды (1978-1979 гг.), осуществлена верификация известных параметризаций длинноволновых потоков радиации. Получена количественная оценка согласия рассчитанных и фактических величин (коэффициенты корреляции и различия, кривые повторяемости).*

**Ключевые слова:** длинноволновая радиация, балл облачности, фактический материал.

**The radiation flows is the key factor for the atmosphere and ocean interacting. The longwave radiation flows.**

**Kazakov A.L., Ivanova E.V.**

*Using the special observed data archive, received during the First Global Weather Experiment (1978-1979), the verification of the well-known longwave radiation parameterizations was made. The quantitative agreement value between the calculated and fact magnitudes (the correlation and difference coefficient, the repeatability curves) was received.*

**Key words:** the longwave radiation, the cloud ball, the fact data.