

УДК 551.510.42+551.511

Русов*⁰ В.Д., завідуючий кафедрою.
Глушков А.В.**, завідуючий кафедрою.
Вашенко*В.М.**, ст. науковий співробітник.
Михалусь*О.Т., аспірант.
ХохловН.В.**, доцент.

* *Кафедра теоретичної і експериментальної ядерної фізики, Одеський національний політехнічний університет.*

***Кафедра вищої і обчислювальної математики, Одеський державний екологічний університет.*

*** *Кафедра астрономії і фізики космосу, Київський національний університет ім. Тараса Шевченка.*

Енергобалансова модель глобального клімату і її зв'язок із теорією ритму льодовикових періодів Міланковича. Частина 1. Теорія

Запропонована модифікована енергобалансова модель глобального клімату Землі, яка розкриває механізм впливу зміни орбітальних параметрів Землі на глобальний клімат. Земля розглядається як гігантська відкрита система. Отримано новий сильний аргумент на користь гіпотези Міланковича, згідно з якою еволюція параметрів орбіти може бути головним фактором кліматичних зсувів.

Ключові слова: глобальний клімат, енергобалансова модель, катастрофа типу зборки, льодовикові періоди, турбуленція.

Rusov *V.D. Head of the Department.
Glushkov A.V.** Head of the Department.
Vaschenko *V.N.** Principle researcher.
Mykhalus' *O.I. Graduate student.
Khokhlov* N.V.** The senior Lecturer.

**The Theoretical and experimental Nuclear Physics Department, Odessa National Polytechnic University.*

*** Higher and Calculations Mathematics Department, Odessa State Ecological University.*

****Astronomical and Space Physics Department, T.Shevchenko Kyiv University.*

Energybalance model of a global climate and its connection with Milankovich's theory of boulder-period rhythms. Part 1. The theory

The modified energybalance model of Earth global climate is developed. The offered model uncovers the mechanism of influence of Earth orbital parameters change to global climate. The Earth is considered as giant open system. The new strong argument is obtained in favour of Milankovich's hypothesis, according to which the evolution of orbit parameters can be the primary factor of climatic shifts.

Key words: global climate, energybalance model, catastrophe of fold type, boulder-periods, turbulence.

* E-mail: daniilko@hotmail.com; °siis@te.net.ua:

Вступ.

Сучасна ієрархія кліматичних моделей включає термодинамічні, статистичні, радіаційно-конвективні і гідродинамічні моделі. Кожна з них може розглядатися складовою частиною моделі біосфери, яка крім описання клімату має включати формалізацію екологічних і антропогенних процесів [1].

За останні тридцять років досягнуто значних успіхів в проблемі описання сучасного клімату, в реконструкції кліматів минулого і в оцінках потенційних природних і цілеспрямованих кліматичних зсувів [1-8]. Можливо із роботи Лоренца [9,10], стало ясно, що конструктивні детерміністичні ідеї в існуючих моделях клімату, в основному вичерпали себе і подальший їх прогрес [1] можливий на новому рівні розуміння механізмів нестійкостей кліматичної системи. Але на цьому шляху виникає одна принципова трудність відкрита Лоренцем [9] у 1963 р. в результаті цілеспрямованого пошуку деяких модельних рівнянь із неперіодичними рішеннями стохастичного типу. Лоренц, використовуючи результат Зальцмана [11], на прикладі галеркінської системи рівнянь для двовимірної термічної конвекції вперше показав, що прості системи звичайних диференційних рівнянь, які описують детерміністичні процеси, можуть мати розв'язки, які фактично нічим не відрізняються від випадкових процесів. Це відкриття мало далеко ідучі наслідки. З одного боку, первинна ідея Лоренца полягала в можливому використанні таких розв'язків для довгострокового прогнозу погоди, а з іншого - він розумів, що стохастична динаміка робить беззмістовними які-небудь прогнози на відрізки часу, більші за тривалість часу перемішування траєкторій в фазовому просторі. Така принципова непрогнозованість, зумовлена локальною нестійкістю траєкторій і існуванням реальних кінцевих неточностей в визначенні початкових умов, передвизначила появу гіпотези Лоренца [10] про те, що сучасний стан клімату може бути не єдиним, або, точніше кажучи, кліматична система є інтразитивною. У зв'язку з цим існує припущення [1,2], що сам клімат являє собою деякий розподіл набору

стаціонарних станів, а кліматична мінливість - перехід системи з одного стану в інший під дією граничних умов і збурень.

У цьому сенсі успішні спроби застосування моделі Лоренца для довгострокового прогнозу погоди [5] і, зокрема, математичне моделювання довгоперіодичних коливань клімату, наприклад тривалості льодовикових періодів, на основі модельних уявлень про нелінійні самозбуджувані коливання [2,4] хоч і мають самостійний науковий інтерес, але не розкривають реальний механізм глобальних коливань клімату тому, що не враховують природу вище приведених причин варіацій клімату.

З іншого боку, якщо Землю розглядати як гігантську відкриту систему, в якій на протязі останніх 4,5 млрд. років розігруються процеси самоорганізації і еволюції [13], то природньо було б в нелінійних моделях глобального клімату цілеспрямовано враховувати різні регулярні і/або хаотичні збурення, наприклад Сонця, які породжують розв'язки, що відповідають експериментальним палеогеологічним даним про льодовикові періоди коливанням температури в минулому [14-16].

З усіх таких теорій [17], запропонованих для пояснення оледенінь в плейстоцені, тільки теорія Міланковича про ритми льодовикових періодів, індукованих регулярними (принаймні в останні 500000р.) змінами параметрів орбіти Землі [18,19], природнім чином враховує еволюцію зовнішнього збурення і, що особливо важливо, передбачає експериментальну перевірку її висновків про зміни клімату в минулому. Якраз таке порівняння проведено в роботі [20], де методами гармонічного Фур'є-аналізу результатів досліджень двох кернів глибоководних відкладень із субантарктичної області [14] виявлено періодичні компоненти в інтервалі 87-119, 37-47 і 20-24 тис. р., з відношенням площ їх піків $\sim 7:2:1$. Цим було отримано сильний аргумент на користь гіпотези Міланковича, згідно з якою еволюція орбіти є головним фактором кліматичних зсувів [14, 20]. Однак, на сьогодні точний механізм впливу зміни орбітальних параметрів на клімат, залишається невідомим.

На нашу думку, такою моделлю, здатною розкрити можливий механізм впливу зміни орбітальних параметрів Землі на клімат, може стати

модифікована енергобалансова модель глобального клімату Землі [21,22] як відкритої системи, яка управляється згідно Міланковичу [18,19], регулярними варіаціями сонячної радіації, надходжуваної в верхні шари атмосфери. Власне це і стало предметом даної роботи.

Проста енергобалансова модель глобального клімату (ЕБМК).

Побудова сучасних ЕБМК починається з роботи Едему [23]. Нетривіальну ефективність цих моделей показали Будико [24] і Селлерс [25]. Виявилось, що недоступну інформацію про клімат можна отримувати простими математичними засобами. Робота Норса [21] продемонструвала гнучкість таких моделей і можливість отримання результатів в аналітичній формі, що підсилило особливу увагу до ЕБМК [26,27].

Енергобалансові моделі за визначенням описують баланс енергії в відкритій фізичній системі, якою є земний клімат. В припущенні про локальну рівновагу в цілому нерівноважній кліматичній системі, рівняння енергії записується в формі:

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = S(1 - \alpha) - I_a - Q, \quad (1)$$

де T – температура; c – ефективна теплоємність одиниці площі кліматичної системи; S – потік сонячного випромінювання на верхню межу атмосфери; α – альbedo системи атмосфера-земля і атмосфера-океан; I_a – інтенсивність зворотно відбитого в космос від верхньої межі атмосфери довгохвильового теплового випромінювання; Q – кількість тепла, що покидає досліджуваний об'єм кліматичної системи за рахунок адвекції (горизонтального переносу і переносу прихованого тепла в парах води, захоплюваних повітряними течіями). Величини α , I і Q як правило зображаються у вигляді емпіричних функцій температури і рівняння (1) виявляється достатнім для її визначення.

Для складання балансу використано відомий детальний розподіл потоків енергії в атмосфері, описаний Будико [28]. В середньому за добу із космічного простору на одиницю площі поверхні Землі падає з 340 Вт/м^2

енергії. При цьому біля 102 Вт/м^2 відразу ж відбивається, а із енергії, що залишилась 81 Вт/м^2 поглинається атмосферою і 157 Вт/м^2 – поверхнею Землі. За рахунок випаровування води з поверхні Землі і конденсації води в атмосфері в останню переноситься ще 88 Вт/м^2 . До цієї величини потрібно додати ще 17 Вт/м^2 енергії, яка надходить в атмосферу за рахунок турбулентного потоку тепла. Отже залишається тільки 52 Вт/м^2 , які поверхня Землі випромінює в космічний простір. Значно більша частина енергії – 186 Вт/м^2 покидає Землю у вигляді довгохвильового випромінювання атмосфери.

Аналіз розподілу енергії в атмосфері показує, що в загальному балансі енергії (1) взагалі не враховується суттєвий член - турбулентний потік тепла, породжуваний варіаціями галактичних і сонячних КП [37], а аналогічний вираз для власне атмосфери (рис. 1) повинен мати вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = S[1 - \alpha(T)] - I_a(T) - Q(T) + G(T), \quad (2)$$

де $\partial U/\partial t$ – характеризує темп генерації тепла в ЗКС, Bm ; G – турбулентний потік тепла в ЗКС, породжуваний потоком галактичних і сонячних КП, Bm . Зобразимо функції I_a , Q , G і α як функції температури. Перший енергетичний член I_a , відповідальний за довгохвильове випромінювання Землі із середньою температурою T , в достатньому для нашої моделі наближенні рівний:

$$I_a = \gamma_a \sigma \cdot T^4, \quad (3)$$

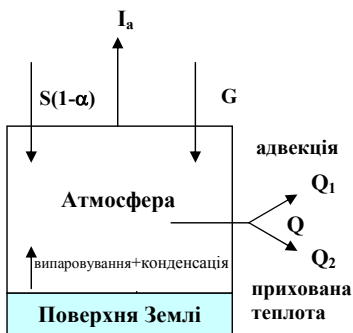


Рис. 1. Схема перерозподілу потоків енергії в атмосфері.

паралельної земній поверхні, m^2 .

Кількість тепла Q , яке залишає розглянутий об'єм ЗКС за рахунок переносу явного Q_1 і прихованого тепла Q_2 , яка чисельно рівна енергії конденсації водяної пари, визначимо слідуєчим чином. Відомо, що потоки

тепла на північ і на південь від тропічної зони зв'язані з температурним градієнтом екватор-полюс. Чим більше цей градієнт тим інтенсивніший меридіональний потік тепла до полюсів. В рамках нашої моделі припускалось, що для адвекції меридіональний градієнт пропорційний середній температурі ЗКС. При цьому потік тепла Q має наступний вид:

$$Q = Q_1 + Q_2 = \gamma_{adv} \mu_{adv} \cdot T + \gamma_{adv} \cdot m_{e.n.} \cdot c \cdot (T_{e.n.} - T), \quad (4)$$

де μ_{adv} – коефіцієнт адвекції, Вт/м²·К; γ_{adv} – коефіцієнт, який враховує повну площу бокових сторін ЗКС, м²; $m_{e.n.}$ – вагова швидкість конденсації молекул водяної пари, кг/м²·с; c – питома теплоємність, Дж/кг·К.

Залежність ефективного альбедо системи земля-атмосфера від температури, яке визначає кількість засвоюваної прямої сонячної радіації в ЗКС, бралось у вигляді неперервної параметризації Фегра [27]:

$$\alpha(T) = 0.486 - \eta_\alpha \cdot (T - 273). \quad (5)$$

де $\eta_\alpha = 0.0092 \text{ K}^{-1}$.

І нарешті про перенесення тепла G в турбулентному режимі. Земля поглинає енергію космічних джерел атмосферою і верхніми шарами мантії. Товщина поглинаючого шару біля 30000 м. Ще на великій висоті заряджені частинки захоплюються магнітним полем Землі. На висотах 5000-500 км космічні кванти високих енергій, взаємодіючи з верхніми газовими шарами, породжують частки з великою енергією до 100 МеВ які утворюють *внутрішній пояс випромінювань*. Уже вище 80 км густина газу така велика, що поглинаються майже всі електромагнітні кванти з довжинами хвиль до 200 мм. Поглинуті кванти взаємодіють з окремими частинками, визиваючи дисоціацію і іонізацію молекул і атомів в гетеросфері. (область вище 90 км). Шар, що лежить нижче, називається гомосферою. Густина гомосфери суттєво вища, що і приводить до інтенсивного обміну енергією і речовиною в *турбулентному режимі*.

Описання реальних турбулентних потоків частинок вкрай затрудняється неоднорідністю в просторі і нестационарністю в часі їх середніх характеристик. Але при развнутій турбулентності для λ малих у порівнянні із основним масштабом L (наприклад, верхньої атмосфери),

можна припустити її однорідність і ізотропність [29]. Тоді можна отримати суттєві результати про локальні властивості такої дрібномасштабної турбулентності, прямо із міркувань [29, 30]. Наприклад, внутрішній масштаб турбулентності, що характеризує масштаб вихорів, відповідальних за дисипацію кінетичної енергії зображується формулою Колмогорова [31]:

$$\lambda_0 = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}, \quad (6)$$

де ν – кінематична в'язкість, ε – швидкість дисипації кінетичної енергії турбулентності на одиницю маси. Теорія подібності [29,31] і вимірювання [32, 33] показують, що

$$\varepsilon \sim (\Delta u)^3 / L, \quad (7)$$

де Δu і L – характерні розміри масштабу швидкості і довжини основних, енергонесучих вихорів. Таким чином, розміри найбільших L і найменших вихорів λ_0 зв'язані співвідношенням

$$L / \lambda_0 = (\Delta u \cdot L / \nu)^{3/4} = (\text{Re}_L)^{3/4}, \quad (8)$$

Очевидно, що при дуже великих Re_L (8) області зосередження ($\lambda \sim L$) і дисипації ($\lambda \leq \lambda_0$) кінетичної енергії достатньо віддалені одна від однієї, а між ними розташований *інерційний інтервал*, в якому виконується умова

$$\lambda_0 \ll \lambda \ll L. \quad (8)$$

Універсальні закономірності, отримані в рамках теорії інерційного інтервалу, тобто закони подібності Колмогорова-Обухова [29], були розвинуті Обуховим для описання статистичної структури турбулентних пульсацій температури, коли вони ще не впливають на структуру потоку [29,34]. Було показано, що структура температурного поля в турбулентному режимі визначається не тільки швидкістю дисипації кінетичної енергії турбулентності на одиницю маси ε , а і швидкістю дисипації інтенсивності флуктуацій температури N_T , за порядком рівної:

$$N_T \cong (\Delta T)^2 \cdot \Delta u \cdot L^{-1}, \quad (10)$$

де ΔT – характерний перепад температур на зовнішньому L масштабі потоку.

Тоді узагальнений закон Колмогорова-Обухова, який враховує як турбулентні пульсації кінетичної енергії, так і пульсації температури, можна зобразити в еквівалентній спектральній (по простору) формі [34]. Згідно [29], введемо замість λ відповідні "хвильові числа" пульсацій (вихорів) у вигляді $k \sim 1/\lambda$, і нехай $E_T(k)dk$ є кінетична енергія (одиниці маси рідини) заключена в пульсаціях зі значеннями k в заданому інтервалі dk . Так як $E_T(k)$ має розмірність $см^3/с^2=(\partial p/\partial z \cdot c)^{-1}$, то складаючи комбінацію цієї розмірності із N_T , ε і k , отримуємо в інерційному інтервалі вираз [34]:

$$E_T(k) = C_{IT} N_T \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad C_{IT} \approx 1.4, \quad (11)$$

Відмітимо, що для газів число Прандтля завжди порядку одиниці [29], тому температуропровідність χ приблизно рівна кінематичній в'язкості ν і, в силу цього, зберігається відповідність (11) інерційному інтервалу масштабів (9). Інтегруючи (11) для $k \in [k_L, \infty]$ і враховуючи значення дисипації енергії (7) і флуктуацій температури (10), отримуємо:

$$E_T = C_{IT} \frac{N_T}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{k_L} \right)^{2/3} = C_{IT} (\Delta T)^2. \quad (12)$$

Аналіз виразу (12) дозволяє без втрати якості записати загальний вигляд залежності потоку тепла, в турбулентному режимі, від ΔT в потоці на зовнішньому масштабі L . В припущенні, що $\Delta T \sim \beta T$, де $\beta < 1$, ця залежність матиме вигляд:

$$G \sim g \cdot (\Delta T)^2 \sim (g\beta) \cdot T^2. \quad (13)$$

де g – розмірний коефіцієнт, Вт/К².

І, нарешті, сумуючи усі парціальні вклади потоків тепла (3)–(5), і (13) в результуючий енергобалансовий вираз (2), отримаєм:

$$S - \frac{\partial U}{\partial t} = \gamma_a \sigma \cdot T^4 - (g\beta) \cdot T^2 + (\gamma_{a06} \mu_{a06} + \eta_\alpha S - \gamma_{a06} m_{e.n.c}) \cdot T + \text{вільн.член.} \quad (14)$$

Перепишемо вираз (14) у зручнішому вигляді:

$$\frac{1}{4\gamma_a \sigma} \cdot \left(S - \frac{\partial U}{\partial t} \right) = F(T, a, b) = \frac{1}{4} T^4 + \frac{1}{2} a T^2 + b T + \text{вільн.член.} \quad (15)$$

де

$$a = -\frac{g\beta}{2\gamma_a\sigma}, \quad (16)$$

$$b = \frac{(\gamma \cdot \mu)_{\text{довг}} + \eta_a S - \gamma_{\text{довг}} m_{\text{в.н.}} c}{4\gamma_a\sigma}. \quad (17)$$

Далі необхідно зробити припущення про те, що потужність $F(T, a, b)$ практично не залежить від часу, що, здається, фізично правомірним. Очевидно, що тоді (15) описує сімейство "потенціальних" функцій $F(T, a, b)$, залежних від двох керувальних параметрів a і b , і в якому легко розпізнається так званий "потенціал" катастрофи зборки (рис. 2а) [17,35].

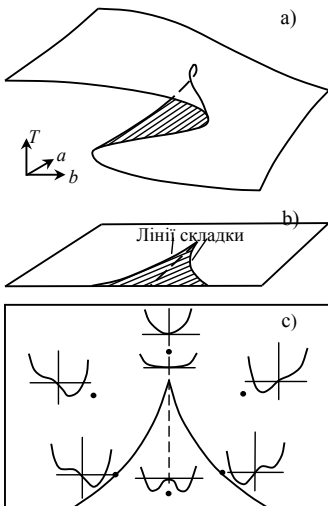


Рис. 2. Канонічна форма багатovidу катастрофи зборки (а), біфуркаційна множина критичних точок (лінія складки) (б) і форма «потенціалу» в довкіллі деяких точок в площині управляючих параметрів (с).

Досить складну поведінку $F(T, a, b)$ можна охопити картинкою, яка наочно зображає увесь *багатвид катастрофи*, тобто поверхню рівноваги в трьохвимірному просторі з координатами T - a - b [35]. Канонічна форма багатвиду катастрофи зборки, який зображує собою множину точок (T, a, b) , що задовольняють наступному рівнянню, має вид:

$$\nabla F(T, a, b) = T^3 + aT + b = 0. \quad (18)$$

Маємо поверхню із зборкою (рис. 2б). Відмітимо, що довкілля більшості точок поверхні локально являється графіком деякої функції від (a, b) , які показані на *відображенні катастрофи* (рис. 2с).

Тут, на перший погляд виникає парадокс. З одного боку, ЕБМК зведена до потенціалу катастрофи зборки, що, без сумніву, є притягувальним фактом, так як її математичний аналіз детально описано [17,35].

Але, з іншого боку, вказана система відноситься до статичних (так як в (15) прийнято припущення про незалежність потенціалу $F(T, a, b)$ від часу) і, значить, аналіз еволюції стану рівноваги такої градієнтної системи, згідно Гілмору [17], не може

робитися без додаткових узгоджень фізичної або інтуїтивної природи, які принципово не містяться в теорії катастроф і ось, чому.

Стан фізичної системи, яка керується потенціалом типу $F(T, a, b)$, описується (принаймні частково) такою точкою, в якій потенціал досягає мінімального значення. Очевидно, що зміни зовнішніх умов приводять до змін керувальних параметрів, а вони є причиною зміни виду (форми) потенціальної функції $F(T, a, b)$. При зміні останньої первинний глобальний мінімум, який визначав стан системи може стати метастабільним локальним мінімумом. В цьому випадку система повинна перескочити із одного локального мінімуму, в інший. Момент переходу і, власне сам

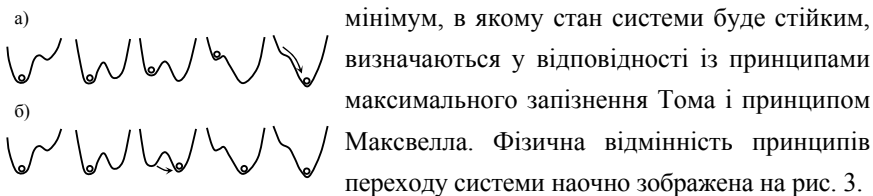


Рис. 3. Принципи Тома (а) і Максвелла (б). Природньо, виникає ряд питань про умови застоснування цих принципів і про те, який принцип зміни стану системи має місце в нашій ЕБМК (14) і, найважливіше, чи забезпечує цей принцип появу розв'язків моделі клімату (14) у вигляді довгоперіодичних коливань температури?

Висновки

Запропонована проста енергобалансова модель глобального клімату Землі, описання якої зведене до потенціальної функції типу катастрофи зборки.

Такий розвиток енергобалансової моделі може бути корисним іще з тієї причини, що основний аргумент опонентів різних проявів сонячної активності в варіаціях погоди і клімату [36], який полягає в тому, що надходження енергії із сонячного вітру ($\sim 10^{23}$ ерг/добу) в магнітосферу (і послідовучі процеси в магнітосфері і іоносфері) по порядку величини не співпадає з надійною оцінкою реальної потужності атмосферних процесів

($\sim 10^{26} - 10^{27}$ *ерг/добу*), на сьогодні повністю знятий. Як показали експериментальні результати робіт Пудовкіна і співават., [37], оцінка додаткової енергії, яка надходить за добу в нижню атмосферу за рахунок зміни її прозорості, дає якраз значення саме порядку $10^{26} - 10^{27}$ *ерг/добу*. Більш того, ними запропонований і "...досліджено фізичний механізм впливу сонячної і геомагнітної активності, а також інших космофізичних факторів на процеси в нижній атмосфері, на метеопараметри і клімат, визначальним елементом якого є зміна прозорості атмосфери під впливом в основному варіацій галактичних і сонячних космічних променів "[37]. Згідно з результатами цієї роботи, космічні промені і, в першу чергу промені галактичного походження, до складу яких входять протони з енергіями $10^8 - 10^9$ *эВ*, ефективно впливають на атмосферні процеси на висотах 10–20 км і мають сильні, в десятки процентів, варіації, які співпадають із циклами сонячної активності і з варіаціями збуреної атмосфери, індукованими окремими спалахами на Сонці [37, 38].

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Моисеев Н.Н., Александров В.В., Тарко А.М. Человек и биосфера. Опыт системного анализа и эксперименты с моделями. М.: Наука, 1985. 272с.
2. Монин А.С., Шишков Ю.С. История климата. Л.: Гидрометиздат, 1979.
3. Монин А.С. Ранняя геологическая история Земли. М.: Недра, 1987.
4. Сергин В.Я., Сергин С.Я. Системный анализ проблемы больших колебаний климата и оледенения Земли. Л.: Гидрометиздат, 1978.
5. Сонечкин Д.М. Стохастичность в моделях общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометиздат, 1984.
6. Harwell M.A., Hutchinson T.C. with Gropper W.P., Harwell C.C. and Grover H.D. Environmental Consequences of Nuclear War. John Wiley and Sons. 1985. Харуэл М., Хатчинсон Т. при участии Кроппера У., Харуэла К. И Гровера Г. Последствия ядерной войны. М.: Мир, 1988. 551 с.

7. Климатические и биологические последствия ядерной войны. Под ред Е.П.Велихова. М.: Наука, 1986. 208 с.
8. Математическое моделирование экосистем. Экологические и демографические последствия ядерной войны. Под ред. А.А. Дородницына. М.: Наука. 1986. 176 с.
9. Lorenz E.N. Deterministic nonperiodic flows // J. Atm. Sci.. 1963. V.20. P.130-141.
10. Lorenz E.N. Climatic change as a mathematical problem // J. Appl. Meteor. 1970. V.9. P.326-329.
11. Saltsman B. // J. Atm. Sci.. 1962. V.19. P.329.
12. Ebelling W., Engel A., Feistel R. Physik der Evolutionsprozesse. Academic-Verlag Berlin, 1990. Эбеллинг В., Энгель А., Райнер Ф. Физика процессов эволюции. Под ред Ю.Данилова. М.: Эдиториал УРСС, 2001. 328 с.
13. Лаппо С.С., Соков А.В., Терещенков В.П., Добролюбов С.А. Океан и колебания климата. // В кн.: Российская наука: выстоять и возродиться / Международный научный фонд. Российский фонд фундаментальных исследований. М.: Наука, 1997. 368 с.
14. Broecker W.S., van Donk J. Insolation Changes, Ice Volumes and the O¹⁸ Record in Deep Sea Cores // Revs. Geophys. Space Sci. 1970. V.8. P. 169-198.
15. Данные Л.Фрейкса (1979г.). Взято из статьи: Герман А.Б. Палеоботанический термометр или о чем рассказали древние флоры Арктики // В кн.: Российская наука: выстоять и возродиться / Международный научный фонд. Российский фонд фундаментальных исследований. М.: Наука, 1997. 368 с.
16. Котляков В.М. Мир снега и льда. М.: Наука, 1994.
17. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. Том.2. М.: Мир, 1984. 285 с.
18. Milankovich M. Mathematische Klimatlehre und astronomische. Theorie der Klimaschwankungen, in: Handbuch der Klimatologie (W. Koopen and R. Geiger, Eds). Berlin: Gebr. Borntrager, 1930. V.1, pt.A. P. 1-76.
19. Milankovich M. Die Chronologie des Pleisticians // Bull. Acad. Sci. Math. Nat. Belgrade, 1968. V.4. P.49.

20. Hays J.D., Imbrie J., Shackelton N.J. Variations in the earth's orbit: Pasemaker of the Ice-Ages // *Science*, 1976. V.194. P.1121-1132.
21. North G.R. Analytical solution of the simple climate model with diffusive heat transport // *J. Atmos. Sci.* 1975. V.32. P.1301-1307.
22. North G.R., Cahalan R.F., Coakley J.A. Energy Balance climate models // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1981. V.19. P.91-121.
23. Adem J. On the theory of the general circulation of the atmosphere // *Tellus*, 1968. V.14. P.102-105.
24. Бudyko М.И. Effect of solar radiation variations of the climate of the earth // *Tellus*, 1969. V.21. P.611-619.
25. Sellers W.D. A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere // *J. Appl. Meteorol*, 1969. №8. P.392-400.
26. Норс Дж. Р. Простые математические модели глобального климата. Сер. Контроль загрязнений природной среды. Обнинск: изд-во ВНИИГМИ-МЦД. 1980. №3. 52 с.
27. Хмелевцев С.С. Простые математические модели термического режима земной климатической системы. В кн.: Тр. Института экспериментальной метеорологии. М.: Гидрометеоиздат. Вып. 28(101). 1982. №3. с. 36.
28. Бudyko М.И. Энергетический баланс Земли. Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
29. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т.VI. Гидромеханика. М.:Наука. 1986. 736 с.
30. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. М.: Наука, 1965. 640 с.; Ч.2. М.: Наука, 1967. 720 с.;
31. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // *ДАН СССР*, 1941. Т.39. С.299-303.
32. Вингаард Дж. К. Моделирование пограничного слоя. В кн.: Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта и Х. Ван Допа. Перевод с англ. Под ред А.М. Яглома. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 351 с.

33. Кофи С. Дж. Экспериментальные данные о пограничном слое атмосферы. В кн.: Моделирование пограничного слоя. В кн.: Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта и Х. Ван Допа. Перевод с англ. Под ред А.М. Яглома. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 351 с.
34. Голицын Г.С. Турбулентность. В кн.: Физика космоса. Маленькая энциклопедия/Редкол.: Р.А.Сюняев (гл.ред.) и др. М.: Сов. Энциклопедия, 1986. 763 с.
35. Постон Т. и Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М.: Мир, 1980. 608 с.
36. Монин А.Г. Прогноз погоды как задача физики. М.: Наука. 1969.
37. Пудовкин М.И., Распопов О.М. Физический механизм воздействия солнечной активности и других геофизических факторов на состояние нижней атмосферы, метеопараметры и климат // УФН. 1993. Т.163. С.113-116.

Надійшла до редакції 02.02.03