

С.В. Краковська

SvitlanaKrakovska@gmail.com

Український
гідрометеорологічний
інститут ДСНС України
та НАН України

УДК 551.509.615

СПЕКТРАЛЬНА МІКРОФІЗИЧНА МОДЕЛЬ ХМАРИ ДЛЯ ОЦІНКИ ПАРАМЕТРИЗАЦІЙ ПРОЦЕСІВ ФОРМУВАННЯ ТЕПЛИХ ХМАР ТА ОПАДІВ У МОДЕЛЯХ З УЗАГАЛЬНЕНОЮ МІКРОФІЗИКОЮ

Проведено декілька серій числових експериментів із застосуванням одновимірної спектральної мікрофізичної моделі хмари, розробленої в УкрГМІ, для морських шарувато-купчастих хмар у межах приземного шару та побудовано діаграми для визначення коефіцієнтів коагуляції часток хмар та опадів. Оцінено швидкості автоконверсії, акреції та седиментації за узагальненими параметризаціями мікрофізики з регіональних моделей атмосфери (Кесслера, Бехенга та Хайрутдінова-Когана) і відповідні характеристики зі спектральної моделі хмари. Проаналізовано отримані результати й визначено межі, де можуть застосовуватися вищезазначені узагальнені параметризації. За оцінками спектральної моделі хмари запропоновано нові нелінійні формули для параметризацій швидкостей седиментації концентрації крапель та водності в моделях з узагальненою мікрофізикою, але вони потребують апробації та за можливості кількісної оцінки похибок за даними натурних експериментів. Наведено та проаналізовано розвиток у часі спектрів крапель дощу на різних рівнях хмари, які мали подібний до того, що, як правило, спостерігається у хмарах, розподіл із двома максимумами.

Ключові слова: спектральна модель хмари, мікрофізика хмари, узагальнена параметризація хмаро- та опадоутворення, автоконверсія, акреція, седиментація, коагуляція.

ВСТУП

Однією з нагальних проблем в сучасних глобальних та регіональних моделях атмосфери є представлення та обчислення процесів хмаро- та опадоутворення [9, 13, 24]. Крім важливості прогнозування хмар та опадів як таких для споживачів прогнозної інформації, коректне відтворення хмар в числових моделях є визначальним для розрахунків радіаційного та теплового балансу, що істотно може впливати на розрахунки інших характеристик, наприклад, температуру повітря, складові вітру, переміщення баричних утворень та атмосферних фронтів тощо. Багато видатних вчених 40–70-х років ХХ сторіччя, які заснували та активно розвивали науковий напрям — фізика хмар (Ленгмюр, Шишкін, Буйков, Кесслер, Прупахер, Клетт, Хоббс, Ліст, Мазін, Качурін, Мейсон, Седунов, Волощук, Пірнач, Хворостьянов та ін.), на основі теоретичних [1, 6, 8, 12–16, 20–26, 28, 29, 31–33], або експериментальних [3, 4, 19, 27] досліджень запропонували параметризації основних мікрофізичних процесів у хмарах, які є наступними: конденсація/випаровування, замерзання/танення, коагуляція/розщеплення та седиментація часток. Але ці параметризації можливо використовувати, якщо в моделях включено розрахунки цих фізичних процесів для окремих части-

нок хмар та опадів (крапельки, краплі, кристалики льоду), які можна представити функціями розподілу за розмірами (спектрами), тобто в так званих спектральних мікрофізичних моделях хмар [1, 8, 12, 13, 15, 16, 18, 25, 29]. Для глобальних та навіть регіональних моделей атмосфери введення для опису фізичних процесів у хмарах близько 100 додаткових прогностичних змінних є просто неможливим з огляду на необхідні колосальні розрахункові потужності. Тому в таких моделях використовують значні спрощення для розрахунків хмар та опадів, коли краплі поділяють на хмарні та дощові, які представлені тільки однією узагальнюючою характеристикою — водністю, тобто масою води в об'ємі повітря [11, 13, 20–24, 31–33].

Але в такому разі виникає проблема: як утворити дощові краплі в моделі? Такий досить штучний процес назвали автоконверсією, і одна з перших його параметризацій була запропонована ще у 1969 році Кесслером, який описав залежність від водності хмари [11]. Не дивлячись на те, що пройшло вже більше як 50 років, параметризація Кесслера ще й досі використовується в більшості регіональних моделей атмосфери, хоча інколи в трохи модифікованому вигляді [20]. Головний недолік такої параметризації полягає в тому, що неможливо роз-

різнити морські і континентальні хмари з суттєво різними концентраціями ядер конденсації (аерозолів) і відповідно крапельок, а від цих концентрацій суттєво залежать мікрофізичні характеристики хмар та опадів. До того ж введення порогового значення водності для початку автоконверсії є неоднозначним.

Зважаючи на вище зазначені недоліки параметризації Кесслера, останні десятиліття з розвитком обчислювальної техніки в багатьох моделях випробовується так звана двох-моментна параметризація, коли в моделі розраховують не тільки водність (третьої момент), а й концентрацію часток (нульовий момент), що дозволяє моделювати вплив забруднень на хмари та опади за рахунок збільшення концентрації часток, хоча такі розрахунки потребують значно більше комп'ютерного часу. Одним з перших такий підхід запропонував Бехенг у 1994 році [5] на основі вирішення стохастичного рівняння коагуляції (СРК), але зазначив у своїй статті, що, як для високих значень водності $> 1,5 \text{ г/м}^3$ (купчастодощові хмари), так і для великих концентрацій часток $> 100 \text{ см}^{-3}$ (забруднені/континентальні хмари), отримані параметризації швидкостей автоконверсії та акреції (ріст часток опадів за рахунок коагуляції з крапельками) значно відрізняються як від інших параметризацій (Кесслера, Беррі та Рейнхарда), так і від аналітичних рішень СРК. У подальшому Бехенг разом з Сейфертом у 2001 році [28] запропонували нові більш вдосконалені параметризації, знову ж таки, на основі рішення СРК за допомогою алгоритму Ботта [7]. Але в їх розрахунках виключалися процеси нуклеації та конденсації, враховувалися тільки коагуляція та седиментація, а спектр крапельок представлявся гамма-розподілом. Це запобігало розширенню спектрів, яке зазвичай спостерігається в хмарах згідно до літакових зондувань [6, 10], і, вочевидь, впливало на кінцевий результат.

На даний момент найбільш перспективним є напрямок, коли для визначення швидкостей автоконверсії, акреції та седиментації використовуються моделі з деталізованою мікрофізикою, або, як їх останнім часом називають, спектральні (bin) моделі хмар, тобто, ті моделі, де є розподіли за розмірами (спектри) часток хмар та опадів, а також розраховуються явно мікрофізичні процеси [8, 12, 15]. У роботі Хайрутдінова та Когана [14] на основі таких числових експериментів запропоновані параметризації для шарувато-купчастої хмарності пограничного шару атмосфери, яка досить успішно використовується в регіональних моделях прогнозу погоди (наприклад, Meso-NH). Розгорнуте дослідження Сейферта, Хайна, Покровського та Бехенга [29] присвячено саме порівнянню результатів

моделювань потужної конвективної хмари та лінії шквалу за допомогою спектральної моделі та моделі з двохмоментною параметризацією. Результати виявили значну залежність кількості опадів з конвективної хмари від кількості ядер конденсації. Також автори зазначили, що не зважаючи на те, що двох-моментна параметризація показала непогані результати, вона має обмеження у використанні, і за можливості повинна корегуватися за допомогою спектральної моделі, яка кращим чином представляє фізичні процеси.

Серед сучасних регіональних моделей атмосфери можна виділити WRF (Weather Research and Forecast), яка широко використовується науковою спільнотою як для наукових досліджень, так і для оперативних прогнозів погоди. Вже більше 10 років цю модель успішно застосовують і в УкрГМІ [30]. В процесі її адаптації до території України проводилися тестування комбінацій різних фізичних параметризацій включно з параметризаціями мікрофізики. Вибір серед 14 запропонованих у WRF параметризацій є достатньо складним, оскільки вони включають параметризації від простих з 2-ма змінними, які потребують мінімум комп'ютерного часу для розрахунків, до досить комплексних з 12 змінними, які описують процеси в хмарній атмосфері більш наближено до природних, але потребують набагато більше обчислювальних ресурсів. Для більш свідомого вибору параметризацій хмаро- та опадоутворення треба розуміти, де і які процеси можна виключити з розрахунків, а які — ні. У випадку так званих теплих хмар, тобто тих, які складаються лише з крапель води, можна не застосовувати набагато складніші параметризації процесів формування твердої фази у хмарах. Зауважимо, що серед згаданих 14 параметризацій WRF схема Кесслера єдина, яка не включає жодних процесів формування замерзлих часток (ні хмар, ні опадів) і тому застосовується лише для теплих хмар. У цілому, розробники параметризацій мікрофізики WRF наразі більшою мірою працюють над проблемою представлення в моделюванні змішаних та кристалічних хмар і також рекомендують проводити за можливості верифікацію розрахунками спектральної моделі [8, 16, 22–24].

Таким чином, аналіз сучасного стану проблеми адекватного представлення процесів хмаро- та опадоутворення в числових моделях показує, що все ще є проблеми з визначення швидкостей процесів автоконверсії, так само як і акреції, та седиментації, що суттєво впливає на представлення хмар та опадів в регіональних та глобальних моделях атмосфери. Основні труднощі полягають в тому, що ці швидкості неможливо виміряти ні в хмарах,

ні в лабораторних умовах, а теоретично отримати їх можливо тільки за умови значних спрощень та навіть виключень з системи рівнянь важливих фізичних процесів, що в подальшому може призвести до значних помилок. Тому спектральні моделі хмар залишаються єдиним можливим і визнаним інструментом для вдосконалення параметризації процесів хмаро- та опадоутворення в регіональних та глобальних моделях атмосфери.

Розвиток спектральних моделей хмар та опадів має довгу й успішну історію в УкрГМІ, де і було започатковано застосування розподілів за розмірами частинок хмар та опадів (спектрів) для розрахунків фізичних процесів конденсації, коагуляції, замерзання та седиментації [1, 2, 18, 25]. Тривимірні версії спектральної моделі УкрГМІ успішно застосовувалися в Україні та інших країнах для теоретичної обробки експериментів із штучного впливу на хмари з метою перерозподілу опадів у комбінації з іншими моделями, даними літакових і вертикальних зондувань, даними наземних і радіолокаційних вимірів. Для вивчення особливостей мікрофізичних процесів зазвичай використовувалися одновимірні версії моделі, в якій можна було значно збільшити кількість розрахунків, градацій розмірів часток і кроків у просторі та часі, щоб досягнути більшого наближення до природних процесів у хмарах. Тоді одновимірні версії спектральної моделі УкрГМІ стає надійним інструментом для тестування параметризацій узагальненої мікрофізики регіональних та глобальних моделей атмосфери.

Таким чином, метою представленого дослідження був аналіз числових експериментів одновимірної спектральної мікрофізичної моделі, розробленої в УкрГМІ, для визначення меж допустимого застосування параметризацій процесів автоконверсії, акреції та седиментації у моделюванні теплих хмар в регіональних моделях атмосфери.

ВИХІДНІ ДАНІ ЧИСЛОВИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Дослідження швидкостей процесів автоконверсії (коагуляції крапельок між собою для утворення краплі), акреції (коагуляції крапельок з краплями) та седиментації в морських шарувато-купчастих хмарах приземного шару (marine STBL) проводилися за допомогою одновимірної мікрофізичної моделі хмари [2, 18]. Для моделювання були підготовлені вхідні вертикальні профілі термодинамічних характеристик, отримані з тривимірної регіональної моделі Meso-NH в LES конфігурації ($5 \times 5 \times 1$ км), ініційованої даними, що були отримані в експериментальних польотах у хмарах над східною Атлантикою (ACE-2). Одержані вертикальні профілі відображали

30-хвилинну еволюцію комірки з максимальними висхідними рухами на початку періоду моделювання та з утворенням хмари та опадів (мряки) в процесі її еволюції [17].

Для отримання максимально наближених до реальних процесів в хмарах STBL мікрофізична модель була модифікована наступним чином: кількість вертикальних рівнів була збільшена до 100, а крок — зменшено до 10 м, кількість градацій в спектрі крапельок була також 100 з рівномірним кроком радіуса $0,25 \mu\text{m}$. Досягаючи максимального розміру з радіусом $25 \mu\text{m}$ крапельки переходили в категорію крапель, для яких також градації було збільшено до 300 з кроком $1 \mu\text{m}$. Зауважимо, що рівномірні кроки в спектрі часток хмар та опадів дозволили позбутися нелінійності в розрахунках і зменшити похибки. Розрахунки проводилися в основному з часовим кроком 1 сек., та декілька тестових розрахунків було виконано з кроком 0,2 сек. Числові експерименти проводилися для значень водності та кількості ядер конденсації в хмарах STBL, які відповідають експериментальним вимірам у них. Тобто, максимальна водність не перевищувала $0,5\text{--}1 \text{ г/м}^3$, а кількість ядер конденсації N_c змінювалась від 1 до 1000 см^{-3} , відповідно від дуже "чистих" до дуже "забруднених".

Також для вирішення поставленої задачі одновимірні мікрофізичні моделі хмари були модифіковані таким чином, щоб було зручно їх використовувати для оцінки узагальнених параметризацій хмаро- та опадоутворення. А саме: було введено розрахунки не тільки інтегральних характеристик хмарності — нульовий момент (кількість часток), перший момент (середній радіус) і третій момент (водність/льодність), а й швидкостей їх зміни. Таким чином, отримані швидкості можна порівнювати з швидкостями автоконверсії та коагуляції (акреції), розрахованими за співвідношеннями, які використовуються в регіональних та глобальних моделях з узагальненою мікрофізикою і були протестовані у цьому дослідженні (1–3).

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Параметризації процесів автоконверсії та акреції. Було проведено декілька серій числових експериментів для оцінки параметризацій швидкостей автоконверсій за Кесслером [11] (1), Хайрутдіновим–Коганом [14] (2) та за модифікованим і приведеним до аналогічних розмірностей рівнянням з Бехенга [5] (3), яке також наведено у [14] (узагальнена мікрофізика — bulk), а також розрахунки таких самих швидкостей зміни водності з отриманих спектрів часток хмар та опадів в спектральній

мікрофізичній моделі хмари (спектральна мікрофізика — bin):

$$\left(\frac{\partial q_r}{\partial t}\right)_{\text{auto}} = \alpha(q_c - q_{c0})H(q_c - q_{c0}), \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial q_r}{\partial t}\right)_{\text{auto}} = 1350q_c^{2.47}N_c^{-1.79}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial q_r}{\partial t}\right)_{\text{auto}} = 2.2q_c^{7/3}N_c^{-1/3}, \quad (3)$$

де α — коефіцієнт, значення якого залежить від розмірності водності; $H(x)$ — функція Гевісайда, значення якої дорівнює 0 для від’ємних і 1 для додатних значень аргументу; q_c та q_r — водність хмарних та дощових крапель відповідно; N_c — концентрація хмарних крапельок, q_{c0} — відлікове значення водності, вище якого починають утворюватися опади.

Аналіз отриманих результатів серій числових експериментів показав (рис. 1 а, б), що значення швидкостей автоконверсії в bulk мікрофізиці співпадає із значеннями bin для N_c у межах 50–100 см⁻³

та водності 0,3–0,6 г/м³, що відповідають середньому об’ємному радіусу крапельок 11–14 μm. Для більших концентрацій та менших водностей (з відповідними меншими радіусами часток), значення bulk перевищують bin, а для більших радіусів і менших концентрацій — навпаки.

Аналіз результатів експериментів показав, що в розрахунках з меншими концентраціями крапельок (“чисті” хмари) швидкості bin автоконверсії починали перевищувати bulk після 20 хвилин розвитку хмари завдяки попередньому існуванню великих крапельок з радіусами на межі переходу до категорії опадів (25 μm), навіть якщо середній об’ємний радіус був у межах 11–14 μm. У цілому, швидкості автоконверсії bin були найближчими до параметризації Бехенга (рис. 1, а, б).

Результати розрахунків швидкостей акреції продемонстрували добре узгодження між bin та bulk значеннями, зокрема, з параметризацією Хайрутдінова–Когана (рис. 1, в, з). Розходження починалися після 20 хвилин розвитку хмари (рис. 1, в), коли в спектрі крапель з’являлася друга мода з радіусами

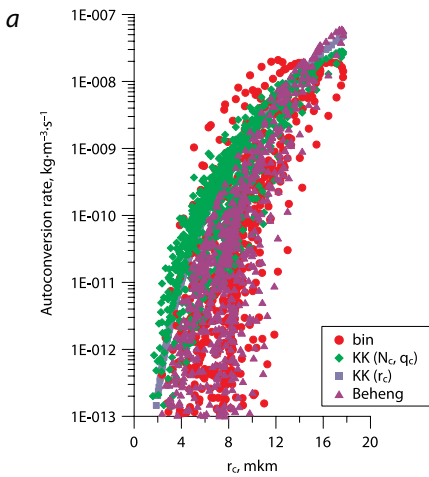
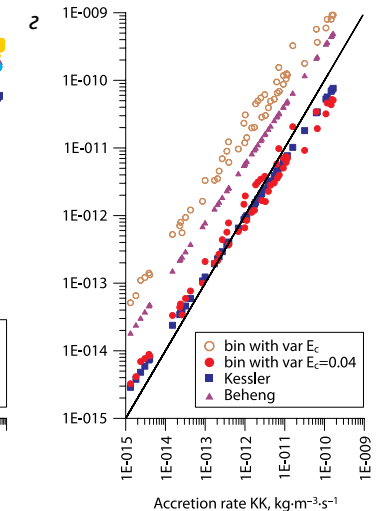
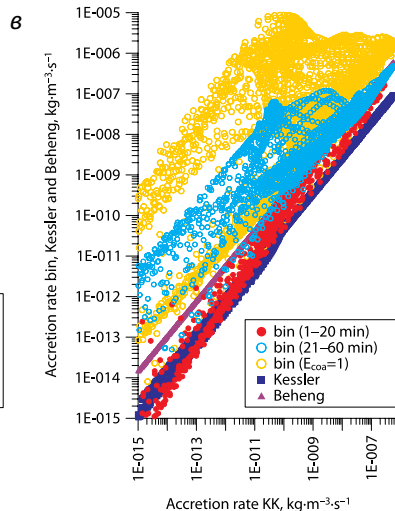
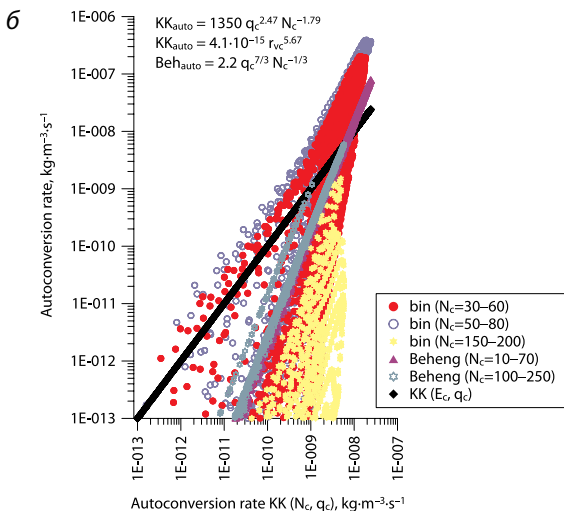


Рис. 1. Діаграми розсіювання для швидкостей автоконверсії (а, б) та акреції (в, з) в спектральній моделі (bin) та в узагальнених параметризаціях, розрахованих за рівняннями (1) Kessler, (2) KK та (3) Beheng: (а) залежність величини від об’ємного радіусу хмарних крапельок (r_c), рівняння для показаних параметризацій наведені на панелі (б) разом із додатковим для залежності KK від r_c отриманим з (3) на основі усереднених концентрацій (N_c) та водності (q_c) крапельок; (б), (в) і (з) — швидкості bin, Kessler та Beheng показано відносно параметризації KK, яка представлена чорною прямою лінією



> 200 μм, що призводило до того, що швидкості акреції bin перевищували bulk. Також на *рис. 1z* показана залежність швидкості акреції від коефіцієнту коагуляції, зокрема, для $E_{coa}=0,04$ отримано найбільше узгодження між параметризаціями Хайрутдінова–Когана, Кеслера та bin. Таке значення, вочевидь, дуже маленьке, хоча і відповідає значенням так званих “коефіцієнтів налаштування” в параметризаціях узагальненої мікрофізики. Можливо, на початкових стадіях розвитку хмари такі значення відповідають дійсності. Але після формування хоч би декількох досить великих крапель цей коефіцієнт збільшується принаймні на порядок, і значення швидкості акреції bin після 20 хвилин (*рис. 1, в*) підтверджують інтенсивніші процеси опадоутворення. На підтвердження останнього твердження було проведено додаткові числові експерименти зі змінними коефіцієнтами коагуляції в залежності від розмірів коагулюючих часток.

Процеси коагуляції частинок хмар та опадів.

Вперше врахування аеродинамічних умов зіткнення крапель при їх падінні в розрахунках їх росту було виконано Ленгмюром в 1948 р. [19]. Він застосував теорію аеродинамічних умов зіткнення сферичних частинок до дослідження росту хмарних крапель і з’ясував, що зіткнення з частинкою сферичної форми при ламінарному русі у в’язкому середовищі відбувається тільки для тих крапель, для яких інерційний шлях, λ , задовольняє умові $\lambda \geq 1,214 R$ де R — радіус сфери (великої краплі). При наближенні крапельки з радіусом r до великої краплі з радіусом R під дією сили тяжіння їх відносна швидкість, v_{or} , і інерційний шлях маленької крапельки відносно великої будуть:

$$v_0 = g(\tau_R - \tau_r); \quad \lambda = g\tau_r(\tau_R - \tau_r);$$

$$\tau_r = \frac{2\rho}{9\eta}r^2; \quad \tau_R = \frac{2\rho}{9\eta}R^2,$$

де g — прискорення вільного падіння під дією сили тяжіння; τ_R і τ_r — час релаксації для інерційного руху великої і маленької крапельок, тобто час, за який швидкість зменшиться в e разів завдяки опору повітря; ρ — густина води (краплі); η — в’язкість повітря.

Коефіцієнт зіткнення, тобто частка всіх крапельок, які зіткнуться з великою краплею сферичної форми у ламінарному потоці повітря обмеженого її об’ємом, за розрахунками Ленгмюра дорівнює:

$$E_L = \left[1 + \frac{\frac{3}{4} \ln 2k}{k - 1,214} \right]^{-2},$$

де $k = \lambda/R$ — коефіцієнт інерції.

Якщо прийняти умову $k \geq 1,214$, то можна спростити отримане Ленгмюром співвідношення й отримати рівняння для розрахунку коефіцієнта коагуляції:

$$E = \left(\frac{k - 1,214}{k} \right)^2,$$

і після підстановок отримуємо:

$$E_{coa} = \left[1 - \frac{RR_0^3}{4r^2|R^2 - r^2|} \right]^2,$$

$$\text{де } R_0 = \sqrt[3]{\frac{1,214}{g} \left(\frac{9\eta}{\rho} \right)^2} \approx 14,5 \text{ } \mu\text{м.}$$

Фізичне значення постійної R_0 з розмірністю довжини буде таким: це мінімальний радіус крапельки, яка може зіткнутися з великою краплею радіусу R , з урахуванням аеродинамічних умов в атмосфері. У наукових джерелах зустрічається рекомендація використовувати $R_0 = 10 \text{ } \mu\text{м}$, що дає змогу інтенсифікувати процес формування опадів у хмарах. На *рис. 2* та *рис. 3* показано результати числових експериментів спектральної bin моделі з розрахунків коефіцієнтів коагуляції та результуючих радіусів крапель для двох значень R_0 та різного співвідношення розмірів крапельок та крапель у припущенні, що коефіцієнт злиття дорівнює 1, тобто всі частки, що зіткнуться під дією сили тяжіння, не відштовхнуться, а злипнуться. Дані експерименти підтверджують, що, по-перше, середні коефіцієнти коагуляції мають бути вищими за 0,04 для даного діапазону розмірів часток, і по-друге, використання меншого значення відлікового радіусу дійсно може інтенсифікувати процеси коагуляції, зокрема, акреції.

Процеси седиментації дощових крапель.

Швидкості седиментації (осадження) розраховані в спектральній bin моделі порівнювались з тими, що були розраховані за параметризаціями Хайрутдінова–Когана (Khairoutdinov–Kogan, KK на *рис. 4*) [14]. При цьому в bin було знайдено декілька режимів седиментації у залежності від спектрів крапельок у хмарі та розмірів крапель опадів, які у даному випадку були у вигляді мряки, тобто із розмірами близько $R = 200 \text{ } \mu\text{м}$.

Найкраще узгодження параметризації KK з bin було отримано для швидкості седиментації для концентрації крапель в усьому діапазоні спектрів розмірів часток V_{Nr} (синій колір на *рис. 4* перша колонка). Для значень швидкості седиментації для водності в усьому діапазоні спектрів розмірів часток V_{qr} в bin була отримана більша дисперсія, ніж в bulk (червоний колір на діаграмі *рис. 4* ліворуч зверху), і у цілому нижчі значення в залежності від розмірів

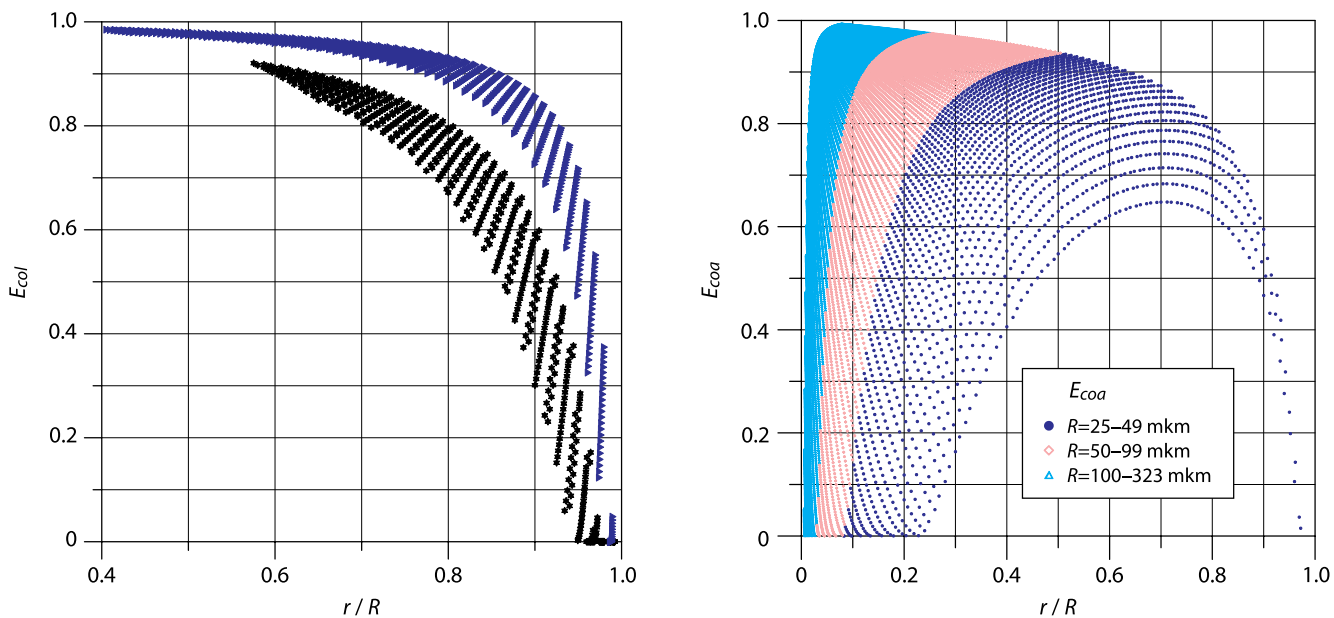


Рис. 2. Значення коефіцієнту коагуляції в залежності від відношення радіусів коагуючих часток для хмарних крапельок (ліворуч: чорним позначено експеримент з відліковим радіусом 14,5 μm, а синім — 10 μm) та дощових крапель (праворуч: різними кольорами показані різні розміри крапель). Максимальний радіус крапельок $r_{max} = 25 \mu m$.

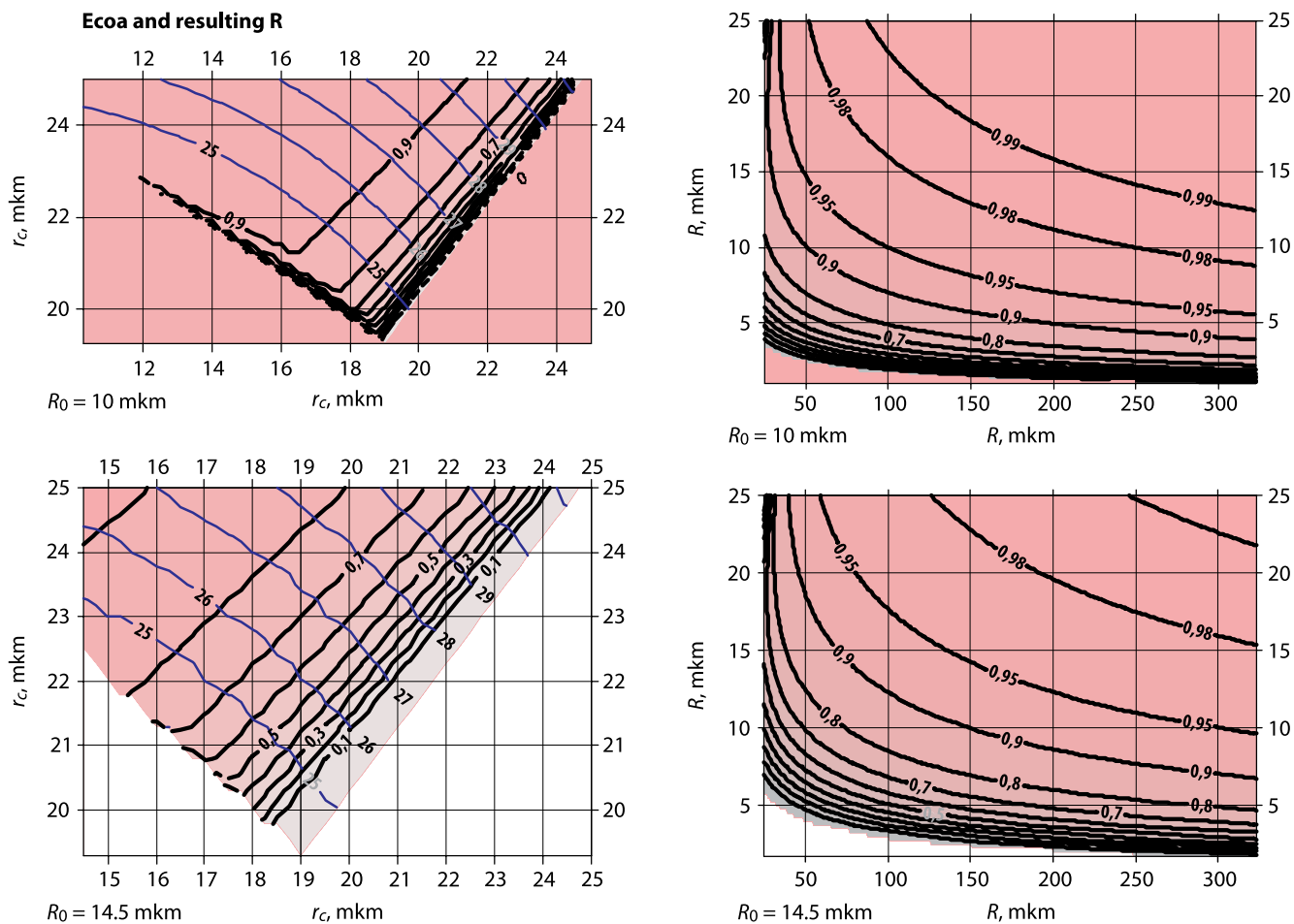


Рис. 3. Діаграми значень коефіцієнту коагуляції (чорні лінії) в залежності від радіусів коагуючих часток і відлікового радіуса R_0 та значення радіусів часток, що утворені злиттям при коагуляції (сині лінії): ліворуч — автоконверсія; праворуч — акреція

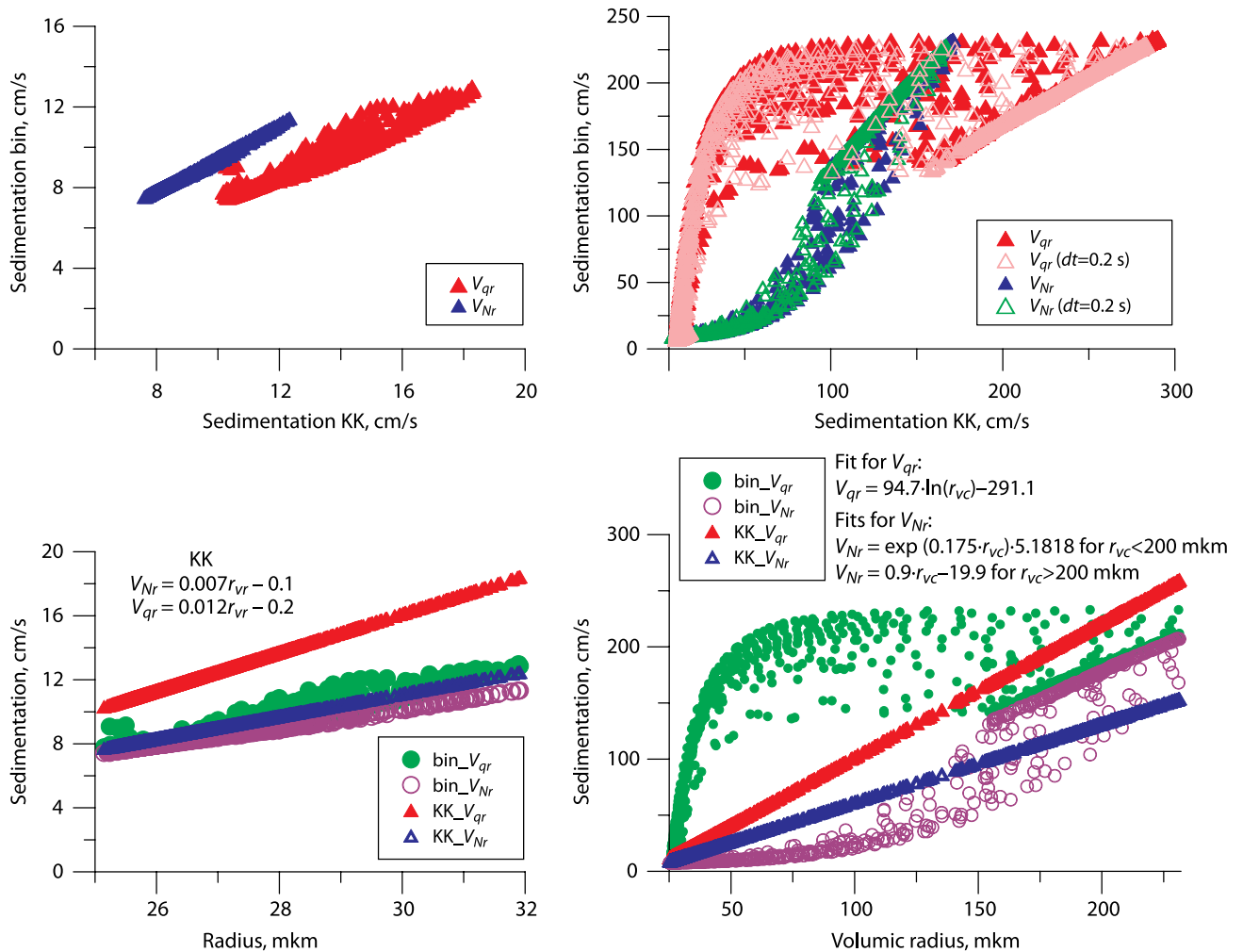


Рис. 4. Швидкості седиментації для водності та концентрації дощових крапель в усьому діапазоні спектрів розмірів часток у моделях із узагальненою параметризацією Хайрутдінова–Когана (КК) та в спектральній моделі (bin) для різних діапазонів цих швидкостей (верхній ряд) та розмірів часток (нижній ряд)

крапель (зелені кружечки на діаграмі рис.4 ліворуч унизу). Це можна пояснити тим, що в [14] запропонована лінійна апроксимація, вочевидь, нелінійної залежності швидкості седиментації для водності в усьому діапазоні спектрів розмірів часток від значення усередненого об'ємного радіусу r_{vr} :

$$V_{Nr} = 0,007 \cdot r_{vr} - 0,1; V_{qr} = 0,012 \cdot r_{vr} - 0,2. \quad (4)$$

Зауважимо, що діаграми ліворуч на рис. 4 відповідають розмірам часток у перехідній зоні від крапельок хмари до крапель опадів, а праворуч зверху на рис. 4 наведено дані повного спектру часток із відповідними швидкостями седиментації як водності, так і числа часток. Також на цій діаграмі наведено дані експерименту із розрахунком спектральної bin моделі з кроком за часом dt , що був 0,2 замість 1 секунди (відкриті трикутники), і очевидно, що значне зменшення кроку розрахунків не вплинуло на результат у цілому. З цієї загальної

діаграми також можна зробити висновок, що лінійні параметризації КК можна застосовувати тоді, коли швидкості седиментації для кількості часток близько 100 см/с, а для водності — більше 150 см/с. За діаграмою праворуч унизу можна визначити, що таким швидкостям седиментації відповідають краплі, середній радіус в одиниці об'єму яких має бути більше 200 μm , тобто досягнути розмірів часток опадів у вигляді мряки.

Базуючись на отриманих результатах проведених числових експериментів із спектральною bin моделлю, що представлені на рис. 4 на нижній діаграмі праворуч, можна запропонувати нові нелінійні параметризації швидкостей седиментації для водності та концентрації крапель в усьому діапазоні спектрів розмірів часток (у см/с для середніх об'ємних радіусів у μm) для моделей з узагальненою мікрофізикою bulk, які на рис.4 показано як Fit for V_{qr} та Fits for V_{Nr} :

$$V_{qr} = 94,7 \cdot \ln(r_{vc}) - 291,1; \quad (5)$$

$$V_{Nr} = \exp(0,0175 \cdot r_{vc}) \cdot 5,1818 \text{ для } r_{vc} < 200 \text{ } \mu\text{m}; \quad (6)$$

$$V_{Nr} = 0,9 \cdot r_{vc} - 19,9 \text{ для } r_{vc} > 200 \text{ } \mu\text{m}. \quad (7)$$

Для збереження неперервності залежності від радіусів часток значень швидкості седиментації для концентрації крапель в усьому діапазоні спектрів розмірів часток, після точки перетину близько $r_{vc} = 200 \text{ } \mu\text{m}$, можна використовувати лінійну параметризацію (4), або запропоновану нами (7), яка має більші значення і відповідає отриманим результатам за спектральною моделлю. Разом із тим, варто зауважити, що запропоновані формулювання потребують подальшої апробації та за можливості кількісної оцінки похибок за даними натурних експериментів.

Спектри часток опадів. На відміну від моделей, в яких використовується узагальнена мікрофізика, коли хмара та опади характеризуються лише водністю і у двохмоментних параметризаціях концентрацією часток, у моделях із деталізованою мікрофізикою розраховують явно процеси конденсаційного та коагуляційного росту, замерзання, випаровування та осадження для категорій і різних розмірів часток. Саме тому такі моделі хмар називають спектральними (або bin), і отримані модельні розподіли характеризуватимуть мікрофізичні процеси хмаро- та опадоутворення в конкретних чи теоретичних термодинамічних умовах.

Приклади розподілів концентрацій часток дощових крапель радіусів $r > 25 \text{ } \mu\text{m}$ відповідного розміру з часом розвитку хмари (t , хв) на різних рівнях над нижньою межею хмари (Z , м) для різних кон-

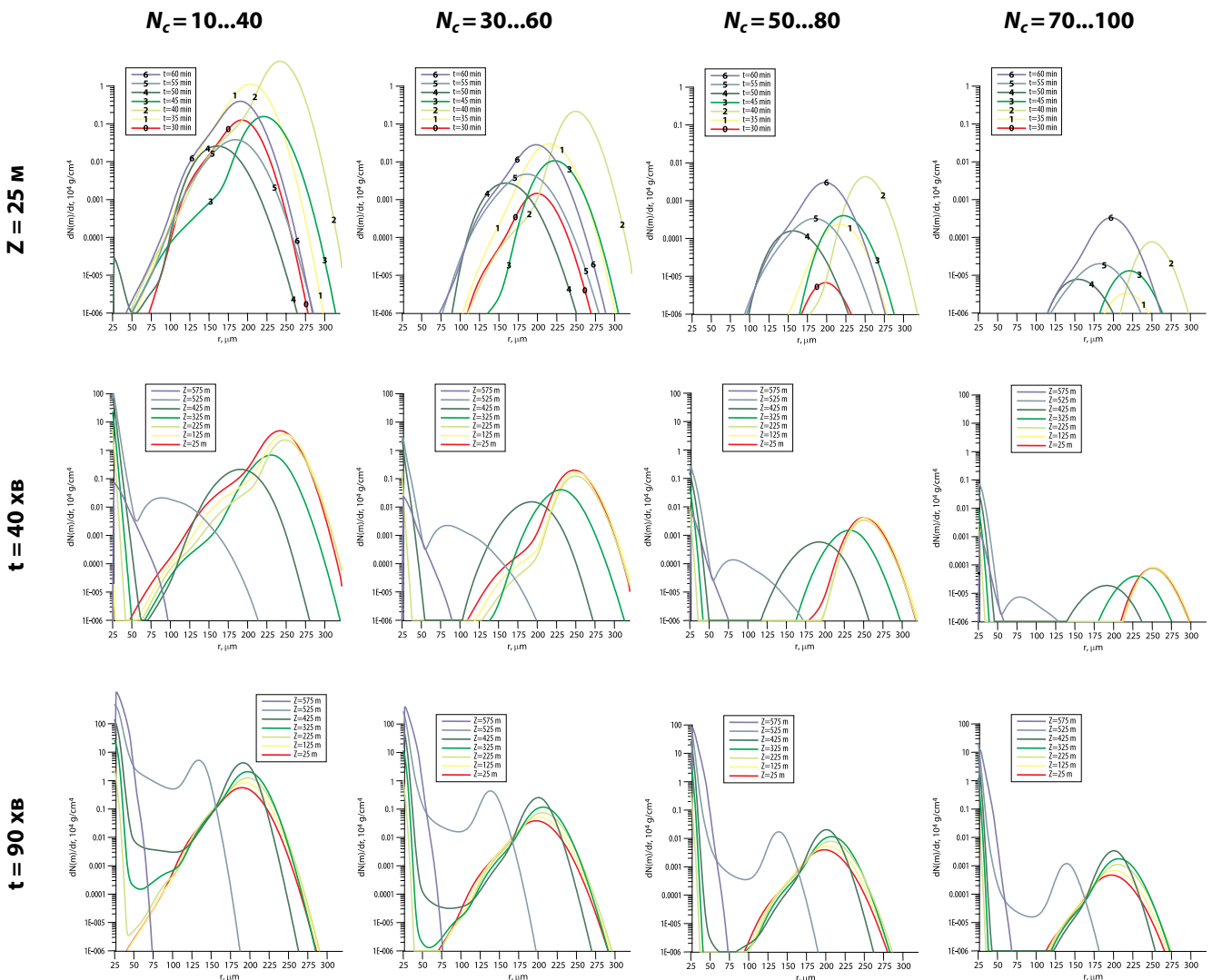


Рис. 5. Спектри (розподіл за розмірами) водності дощових крапель для різних діапазонів концентрацій хмарних крапельок N_c у залежності від часу розвитку (t) на нижній межі хмари $Z = 25$ м (верхній ряд) та від висоти над нижньою межею хмари через 40 (середній ряд) і 90 хвилин (нижній ряд) числового експерименту розвитку хмари.

центрацій хмарних крапельок (N_c , см^{-3}), отримані в конкретних термодинамічних умовах, які описано вище, представлені на *рис. 5*.

У першому ряду *рис. 5* лініями (з відповідними числовими позначеннями) різними кольорами показані розподіли водності дощових крапель за їхніми радіусами з 30-ї до 60-ї хвилини близько нижньої межі хмари $Z = 25$ м. З отриманих спектрів можемо бачити, що водність часток опадів найбільша у розрахунках з меншою концентрацією хмарних крапельок ($N_c = 10 \dots 40 \text{ см}^{-3}$), що характерно для “чистих” морських повітряних мас. Тобто у такому випадку крапельок на ядрах конденсації генерується менше, але більше з них і швидше доростають до розмірів часток опадів, оскільки матимуть меншу “конкуренцію” за вільну для росту вологу. Також максимуми спектрів більші для цих менших початкових концентрацій хмарних крапельок, але для всіх максимум отримано близько $r \approx 250 \text{ мкм}$ і майже для всіх розглянутих концентрацій вони відповідають 40 хвилинам розвитку хмари. Хоча ще через 20 хвилин для значень $N_c > 50 \text{ см}^{-3}$ з'являється другий максимум з меншим радіусом $r \approx 200 \text{ мкм}$, який переважає у випадку більших розглянутих концентрацій $N_c = 70 \dots 100 \text{ см}^{-3}$. У цілому аналіз показав коливальний характер процесів опадоутворення з періодом ≈ 20 хвилин (*рис. 5*).

У середньому ряду *рис. 5* показані спектри дощових крапель у момент досягнення максимальних розмірів, кількості і, відповідно, загальної водності крапель на різних рівнях хмари (40 хв), а на нижньому — через 90 хв, коли було отримано розширення і “двогорбість”, тобто два максимуми, спектрів водності за рахунок попередньо сформованих крапель ще помітніша. Саме така форма спектрів відповідає експериментально вимірним у хмарах [10] і тим знанням про фізичні процеси, які є в фізиці хмар на даний момент [13]. З наведених спектрів можемо бачити, що лише близько верхньої межі хмари ($Z = 575$ м) дощові краплі ростуть за рахунок конденсації і їх спектри мають максимуми для найменшого радіуса 25 мкм , як для всіх концентрацій частинок, так і для обох наведених моментів часу розвитку хмари. Але у цілому до більших розмірів (100 мкм) доростають дощові краплі, коли у хмарі менше крапельок сформованих на ядрах конденсації, що очікувано, це й є свідченням адекватного представлення мікрофізичних процесів у спектральній моделі хмари.

Залежності розвитку спектрів водності дощових крапель від концентрації хмарних крапельок (стовпці на *рис. 5*) залишаються аналогічними тим, що описані для верхнього ряду, але очевидно, що форма спектру змінюється у профілі хмари в залежності

від часу її розвитку. Так для більших концентрацій хмарних крапельок ($N_c = 70 \dots 100$) із часом спектри сягають більших значень і набувають вигляду більш подібного до спектрів із меншими концентраціями і з двома чіткими максимумами для тих самих радіусів крапель. Очевидно, що розвиток хмари і ріст частинок опадів залежить від поповнення запасів вологи. Але в даному випадку морських шаруватокупчастих хмар приземного шару практично невичерпним джерелом вологи було випаровування з поверхні океану і наявність висхідних рухів, які доставляли вологу до рівня конденсації. Саме через неврахування такого практично постійного джерела вологи узагальнюючі параметризації не були здатні відтворити коректно фізичні процеси.

ВИСНОВКИ

Проаналізовано сучасний стан проблеми параметризації процесів хмаро- та опадоутворення в моделях атмосфери із узагальненою мікрофізикою. Зазначено, що основні труднощі з визначення швидкостей процесів автоконверсії, так само як і акреції, та седиментації, що суттєво впливають на представлення хмар та опадів в регіональних та глобальних моделях атмосфери, полягають в тому, що ці швидкості неможливо виміряти ні в хмарах, ні в лабораторних умовах. Теоретично отримати їх можливо тільки за умови значних спрощень та навіть виключень з системи рівнянь важливих фізичних процесів, що в подальшому призведе до значних помилок. Тому застосований в даній роботі підхід з використанням спектральної моделі хмари, де поряд з коагуляцією та седиментацією враховуються нуклеація та конденсація, а також залежний від розмірів часток коефіцієнт коагуляції, є оригінальним та загально визнаним для вдосконалення параметризації процесів хмаро- та опадоутворення в регіональних та глобальних моделях атмосфери.

Проведено декілька серій числових експериментів для морських шаруватокупчастих хмар приземного шару атмосфери для оцінки параметризацій швидкостей автоконверсії, акреції та седиментації за Кесслером, Бехенгом та Хайрутдіновим–Коганом (узагальнена мікрофізика — bulk), а також розрахунки таких самих швидкостей з отриманих спектрів часток хмар та опадів в спектральній моделі хмари (bin). Проведено аналіз отриманих результатів і визначені межі, де можуть застосовуватися вищезазначені bulk параметризації.

Аналіз отриманих результатів серій числових експериментів показав, що значення швидкостей автоконверсії в bulk мікрофізиці співпадає із значеннями bin для N_c в межах $50 \text{--} 100 \text{ см}^{-3}$ та водності $0,3 \text{--} 0,6 \text{ г/см}^3$, що відповідають середньому

об'ємному радіусу крапельок 11–14 μm . Для більших концентрацій та менших водностей (з відповідними меншими радіусами часток), значення bulk перевищують bin, а для більших радіусів і менших концентрацій — навпаки. Взагалі, в розрахунках з меншими концентраціями крапельок ("чисті" хмари) швидкості bin автоконверсії починали перевищувати bulk після 20 хвилин розвитку хмари завдяки попередньому існуванню великих крапель, навіть якщо середній об'ємний радіус був у межах 11–14 μm . У цілому, швидкості автоконверсії bin були найближчими до параметризації Бехенга.

Результати розрахунків швидкостей акреції показали добре узгодження між bin та bulk значеннями, зокрема, з параметризацією Хайрутдінова–Когана. Розходження починалися після 20 хвилин розвитку хмари, коли в спектрі крапель з'являється друга мода з радіусами > 200 μm , що призводило до перевищення швидкості акреції bin над bulk.

Швидкості седиментації розраховані в спектральній моделі порівнювались з параметризаціями Хайрутдінова та Когана. Найкраще узгодження було отримано для швидкості седиментації усереднених значень концентрації дощових крапель у всьому діапазоні спектрів. Для значень швидкості седиментації усередненої водності в усьому діапазоні спектрів в bin була отримана більша дисперсія, ніж в bulk. Це може бути пояснено тим, що Хайрутдінов та Коган запропонували лінійну апроксимацію воєвидь нелінійної залежності швидкості седиментації від значення водності. Базуючись на отриманих результатах проведених числових експериментів, в дослідженні були запропоновані нові нелінійні

формулювання для параметризацій швидкостей седиментації для концентрації крапель та водності в моделях з узагальненою мікрофізикою, які потребують подальшої апробації та за можливості оцінки похибок за даними вимірів.

Отримані в bin моделі хмари спектри дощових крапель здебільшого мали два максимуми, які відповідали двом процесам їхнього формування — конденсації та коагуляції, яка розпочиналася швидше в хмарах з меншою кількістю хмарних крапельок, тобто відповідала менш забрудненим морським повітряним масам. Таким чином, отримані спектри підтверджують спроможність застосованої моделі відтворювати фізичні процеси, які відбуваються в реальних хмарах, оскільки відповідають експериментально вимірним спектрам часток, а також підвищують ступінь довіри до запропонованих у дослідженні нових параметризацій швидкостей седиментації.

ПОДЯКА

Авторка щиро вдячна двом рецензентам за висловлені конструктивні зауваження та рекомендації, які дозволили покращити викладення матеріалу дослідження, а також Збройним Силам України, добровольцям та іншим військовим за захист від російської агресії, а також волонтерам, рятувальникам, енергетикам та багатьом іншим, завдяки героїзму яких має змогу продовжувати дослідження в Україні і, зокрема, закінчила написання цієї статті. Представлене дослідження виконувалось частково завдяки гранту від Європейського фонду INTAS Ref. Nr 04-83-3351.

ЛІТЕРАТУРА / REFERENCES

1. Буйков М.В., Пирнач А.М. Численная модель двухфазного слоистообразного облака с учетом микроструктуры. *Изв. АН СССР. Физика атмос. и океана*. 1973. **9**. № 5. С. 486–499.
[Buikov M.V., Pirnach A.M. Numerical model of two-phase stratus cloud with accounting on microstructure. *Notes of USSR Ak.Sc. Atmosphere and Ocean Physics*. 1973. **9**. № 5. 486–499] [In Russian].
2. Краковська С.В., Пирнач Г.М. Мезомасштабні та мікрофізичні властивості смуг хмар та опадів фронтальної системи циклону вибухового поглиблення над антарктичним півостровом. *Український антарктичний журнал*. 2003. **1**. 85–92.
[Krakovska S.V., Pirnach G.M. Mesoscale and microphysical properties of frontal rainbands and precipitation of explosive-type deepening cyclone over the Antarctic Peninsula. *Ukrainian Antarctic Journal*. 2003. **1**. 85–92] [In Ukrainian].
3. Минервин В.Е., Мазин И.П., Бурковская С.Н. Некоторые новые данные о водности облаков. *Тр. ЦАО*. 1958. **19**. 3–32.
[Minervin V.Ye., Mazin I.P., Burkovskaia S.N. Some new data on liquid water content of clouds. *Trudy CAO*. 1958. **19**. 93–32] [In Russian].
4. Шишкин Н.С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л.: Гидрометеиздат, 1964. 280 с.
[Shishkin N.S. Clouds, precipitation and thunder electricity. L.: Gidrometeoizdat. 1964. 280 p.] [In Russian].
5. Beheng K.D. (1994). A parameterization of warm cloud microphysical conversion processes. *Atmos. Res.* **33**. 193–206.
6. Brenguier, J.L. (1991). Parameterization of the condensation process: A theoretical approach. *J. Atmos. Sci.* **48**. 264–282.
7. Bott A. A. (2000). Flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation: extension to two-dimensional particle distributions. *J. Atmos. Sci.* **57**. 284–294.
8. Curry J.A., Khvorostyanov V.I. (2012). Assessment of some parameterizations of heterogeneous ice nucleation in cloud and climate models. *J. Atmos. Chem. Phys.* **12**. 1151–1172.
9. Douville H., Raghavan K., Renwick J., Allan R.P., Arias P.A., Barlow M., Cerezo-Mota R., Cherchi A., Gan T.Y., Gergis J., Jiang D., Khan A., Pokam Mba W., Rosenfeld D., Tierney J., Zolina O. (2021). Water Cycle Changes. In *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* / eds. V. Masson-Delmotte, P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud,

- Y. Chen, L. Goldfarb, M.I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J.B.R. Matthews, T.K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekci, R. Yu, and B. Zhou. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, pp. 1055–1210, doi: 10.1017/9781009157896.010.
10. Erlick C., Khain A., Pinsky M., Segal Y. (2005). The effect of wind velocity fluctuations on drop spectrum broadening in stratocumulus clouds. *Atmos. Res.* **75**. 15–45.
 11. Kessler E. (1969). On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. *Meteor. Monogr.* **32**. Amer. Meteor. Soc. 84 p.
 12. Khain A.P., Ovtchinnikov M., Pinsky M., Pokrovsky A., Krugliak H. (2000). Notes on the state-of-the-art numerical modeling of cloud microphysics. *Atmos. Res.* **55**. 159–224.
 13. Khain A.P., Pinsky M. (2018). Physical processes in clouds and cloud modeling. Cambridge University Press. 626 p.
 14. Khairutdinov M., Kogan Y. (2000). A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus. *Mon. Wea. Rev.* **128**. 229–243.
 15. Khvorostyanov V.I. (1995). Mesoscale processes of cloud formation, cloud-radiation interaction and their modeling with explicit cloud microphysics. *Atmos. Res.* **39**. 1–67.
 16. Khvorostyanov V.I., Curry J.A. (2002). Terminal velocities of droplets and crystals: power laws with continuous parameters over the size spectrum. *J. Atmos. Sci.* **59**. 1872–1884.
 17. Krakovska S., Brenguier J.-L., Geoffroy O., Sandu I. (2007). Tests of the bulk cloud microphysics parameterizations in the detailed explicit cloud model. *Geophysical Research Abstracts*, **9**. 00217. SRef-ID: 1607-7962/gra/EGU2007-A-00217.
 18. Krakovskaia S.V., Pirnach A.M. (1998). Theoretical study of the microphysical structure of mixed stratiform frontal clouds and their precipitation. *Atmos. Res.* **47–48**. 491–503.
 19. Langmuir I. (1948). The growth of particles in smokes and clouds and the production of snow from supercooled cloud. *Proc. Am. Philos. Soc.* **92**. 167.
 20. Liu Y., Daum P.H. (2004). Parameterization of the autoconversion process. Part I: Analytical formulation of the Kessler-type parameterizations. *J. Atmos. Sci.* **61**. 1539–1548.
 21. Liu Y., Daum P.H., McGraw R., Wood R. (2006). Parameterization of the autoconversion process. Part II: Generalization of Sundqvist-Type Parameterizations. *J. Atmos. Sci.* **63**. 1103–1109.
 22. Morrison H., Curry J.A., Khvorostyanov V.I. (2005). A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part 1: Description. *J. Atmos. Sci.* **62** (6). 1665–1677.
 23. Morrison H., Thompson G., Tatarskii V. (2009). Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line: Comparison of one- and two-moment schemes. *Monthly weather review.* **137** (3). 991–1007.
 24. Morrison H., van Lier-Walqui M., Fridlind A.M., Grabowski W.W., Harrington J.Y., Hoose C., Korolev A., Kumjian M.R., Milbrandt J.A., Pawlowska H., Posselt D.J., Prat O.P., Reimel K.J., Shima S.I., van Dierenhoven B., Xue L. (2020). Confronting the Challenge of Modeling Cloud and Precipitation Microphysics. *J. Adv. Model. Earth Sy.* **12**. e2019MS001689, <https://doi.org/10.1029/2019MS001689>.
 25. Pirnach A.M., Krakovskaya S.V. (1994). Numerical studies of dynamics and cloud microphysics of the frontal rainbands. *Atmos. Res.* **33**. 333–365.
 26. Pruppacher H.R., Klett J.D. (1997). Microphysics of clouds and precipitation. Kluwer. 954 p.
 27. Sedunov Y.S. (1974). Physics of Drop Formation in the Atmosphere. Wiley, NY. 234 p.
 28. Seifert A., Beheng K.D. (2001). A double-moment parameterization for simulating autoconversion, accretion and self-collection. *Atmos. Res.* **59–60**. 265–281.
 29. Seifert A., Khain A., Pokrovsky A., Beheng K.D. (2006). A comparison of spectral bin and two-moment bulk mixed-phase cloud microphysics. *Atmos. Res.* **80**. 46–66.
 30. Shpyg V., Budak I., Pishniak D., Poperechnyi P. (2013). The Application of Regional NWP Models to Operational Weather Forecasting in Ukraine. *CAS Technical Conference (TECO) on "Responding to the Environmental Stressors of the 21st Century"*: <http://www.wmo.int/pages/prog/arep/cas/documents/Ukraine-NWPMODELS.pdf>
 31. Sundqvist H. (1978). A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **104**. 677–690.
 32. Tiedtke M. (1989). A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.* **117**. 1779–1800.
 33. Wood R., Field P.R., Cotton W.R. (2002). Autoconversion rate bias in stratiform boundary layer cloud parameterizations. *Atmos. Res.* **65**. 109–128.

S.V. Krakovska

Ukrainian Hydrometeorological Institute
of the State Emergency Service of Ukraine and
the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

SPECTRAL MICROPHYSICAL CLOUD MODEL FOR ASSESSMENT OF PARAMETERIZATION OF WARM CLOUD AND PRECIPITATIONS FORMATION PROCESSES IN MODELS WITH BULK MICROPHYSICS

Several series of numerical experiments were conducted using the one-dimensional spectral microphysical cloud model developed at UkrHMI for marine stratiform-convective clouds of the surface layer and diagrams were constructed to determine the coefficients of coagulation of cloud droplets and precipitation

drops. The rates of autoconversions, accretion, and sedimentation were estimated based on generalized (bulk) parameterizations of microphysics from regional atmosphere models (Kessler, Beheng, and Khairutdinov-Kogan) and corresponding characteristics from the spectral (bin) cloud model. The obtained results have been analysed and the limits where the bulk parameterizations can be applied have been determined. Based on spectral model estimations new nonlinear formulations are proposed for parameterizations of sedimentation rates of droplet concentration and water content in models with bulk microphysics, but they need further approbation and estimation of biases against experimental measurements. Evolution in time and at vertical cloud levels of precipitation drops' spectra are presented and analysed showing more natural two maxima shapes observed in clouds as a rule.

Keywords: spectral model, cloud microphysics, bulk parameterization of cloud and precipitation formation, autoconversion, accretion, sedimentation, coagulation.