

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ГЕОФІЗИКИ ІМ. С.І. СУББОТІНА

Кваліфікаційна наукова праця  
на правах рукопису

**БІЛИЙ  
ТАРАС АНАТОЛІЙОВИЧ**

Прим. № \_\_\_\_\_

УДК: 551.550.534+551.594+551.576

**ДИСЕРТАЦІЯ  
ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛІ  
НА ЕЛЕКТРИЧНІ ТА МІКРОФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В АТМОСФЕРІ**

04.00.22 – ГЕОФІЗИКА  
103 – НАУКИ ПРО ЗЕМЛЮ

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук. Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ Т.А.Білий

**КИЇВ–2018**

## АНОТАЦІЯ

*Білий Т.А.* Вплив електричного поля Землі на електричні та мікрофізичні процеси в атмосфері. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 04.00.22 – геофізика (10–природничі науки). – Інститут геофізики НАН України, Київ, 2018.

Дисертаційна робота виконана з метою вивчення впливу електричного поля атмосфери на мікрофізичні процеси в хмарах та умови їх стратифікації, формування опадів та снігопадів на основі побудови, розрахунку та аналізу одновимірних (аналітичних) та тривимірних (чисельних) моделей розподілу електричних, та гідро-термодинамічних характеристик атмосфери.

Попри на значне число робіт, присвячених електричним процесам в хмарах, дотепер залишаються маловивченими мікрофізичні і особливо електричні процеси в конвективних хмарах. Такий стан справ пояснюється їх складністю і суттєвою недоступністю для експериментального дослідження. У зв'язку з цим розробка чисельних моделей хмар і вивчення на їх основі різних питань хмаро– і опадоутворення, а також електричних процесів, що впливають на коагуляцію хмарних частинок, є важливими науково-прикладними проблемами.

В роботі розроблена методика та побудована одновимірна модель середнього електростатичного поля атмосфери для умов «гарної погоди», яка описує стратифікацію хмарності. Як вихідні дані в моделі використовувалися унікальні результати літакового зондування, що були проведені в період між міжнародним геофізичним року і міжнародним геофізичним співробітництвом (1958–1965 рр.). Унікальність експерименту полягає в тому, що при спостереженні напруженості електричного поля на різних висотах, синхронно велася реєстрація хмарності та атмосферних явищ.

На основі цих даних за допомогою детального статистичного аналізу побудовані діаграми висоти утворення нижньої межі (н.м.) хмар та достовірно підтверджено істотну нерівномірність їх розподілу по горизонтах у різні періоди сонячної активності, а також існування горизонтів, де хмари не утворювалися за весь період спостережень.

Вперше отримано сезонну модову стійкість щільності об'ємного заряду з висотою, яка становить 20–24 повних коливань вертикальної компоненти електричного поля ( $E_z$ ). Аналіз результатів показав, що спостерігається відповідність середньорічних екстремумів н.м. хмар до чітко визначених горизонтів ( $E_z$ ). Виявлено кореляційний зв'язок ( $R \sim 0,9$ ) утворення н.м. хмар з рівноважними точками щільності об'ємного заряду. Аналогічні кореляції отримані за даними кулепілотних спостережень для вертикальних профілів розподілу вологи. Вперше досліджено кореляційну залежність середньої водності хмар і вертикального електричного поля. Показано, що середньорічний розподіл водності має високу кореляцію ( $R > 0,65$ ) з середньорічним вертикальним розподілом напруженості електричного поля. Такий аналіз дає змогу на якісному рівні пояснити механізм процесів конденсації водяної пари (на прикладі хмар) зміною сонячної активності – зменшенням кількості збуджених молекул завдяки різній іонізації атмосфери.

Для оцінки вкладу сонячної активності в іонізацію атмосфери розраховано радіаційні перерізи для молекул стандартної атмосфери та конденсованої фази (хмарні аерозолі) у геометричному наближенні, які показують, що за умови характерного радіусу крапель  $\bar{r} = 10^{-3}$  см, іонізація від конденсованої фази має той самий порядок, що й фонова. При цьому конденсована фаза на десять порядків менша, ніж фаза стандартної атмосфери.

Для фізико-математичного дослідження стратифікації хмар побудовано одновимірну модель середнього електричного поля нижньої атмосфери, представлену нелінійним рівнянням Пуассона. Модель істотно залежить від

граничних умов на поверхні Землі, а саме від збурення приземного локального електростатичного поля джерелами геофізичних процесів). Отримано загальне рішення нелінійного рівняння Пуассона, а у наближенні сталих коефіцієнтів – точне рішення, яке відповідає інтегрованості класичного осцилятора Морзе. Параметри моделі модуль еліптичної функції ( $k$ ) та ефективна довжина екранування підбрані відповідно до експерименту і коректно відтворюють висотний хід потенціалу. Рішення Пуассона залежить від ( $k$ ) і має критичний характер структурних фазових переходів. Природа залежності пов'язана з важкою модою ленгмюрівських коливань іонно-електронної підсистеми атмосфери. Для врахування поляризації у полі сили тяжіння розроблено лінійну модель, де базовими функціями є функції Ейрі. Рівняння складним чином (через похідні від функцій Ейрі) залежить від граничних умов потенціалу та градієнту потенціалу на поверхні Землі. Результати розрахунків функції Ейрі відповідають експериментальному спостереженню потенціалу та градієнту потенціалу за лінійною моделлю. Врахування динамічної діелектричної проникності в рівнянні Ейрі призводить до появи стратифікованих шарів в атмосфері.

Вперше отримано рівняння динамічної діелектричної проникності  $\epsilon(r)$  як функції локального потенціалу та градієнту потенціалу. Верифікацію рівняння проведено за незалежним експериментальним набором даних: а) синхронними приземними спостереженнями позитивних і негативних іонів; б) напруженістю електричного поля атмосфери на різних висотах за матеріалами літакового зондування. На основі цього знайдено серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактору ймовірності та введено перевизначений термічний потенціал електрону. У дифузійному наближенні діелектрична константа описується W-функцією Ламберта.

Проведено варіювання функціоналу енергії за діелектричною константою як динамічною змінною. Показано, що просторова дисперсія діелектричної проникності ( $\epsilon$ ) має характер дипольних або мультидипольних шарів, які відповідають екстремумам електричного поля атмосфери. Ці шари

зберігають стабільність оболонок конденсатора глобального електричного ланцюга атмосфери, яка підтримується макрофлуктуаціями поля (не найквістовській шум) і потенціалом м'якої моди (лінійне рішення Ейрі), зареєстрованими в багатьох незалежних експериментах. В екстремумах електричного поля атмосфери діелектрична проникність ( $\epsilon$ ) досягає максимальних значень. Таким чином, у рамках розробленої моделі отримано механізм стабілізації електрон-іонної підсистеми та хмарного аерозолу в горизонтальних шарах шляхом введення поляризаційних добавок і динамічної діелектричної проникності. Для гідродинамічних систем це пояснює самоузгоджене (бездифузійне) переміщення хмари в горизонтальному напрямку, а також глобальну стратифікацію та перенесення водяної пари. Запропоновано механізм стабілізації лінійних хмарних аномалій (ЛХА) хвилями зарядової щільності в неоднорідній електрон-іонній підсистемі атмосфери.

Для вивчення завдань впливу електричного поля на мікрофізичні процеси в конвективних хмарах, а також для вдосконалення чисельної тривимірної моделі фізики хмар було розроблено електричний блок для моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією.

Виконано серію чисельних розрахунків для дослідження впливу різних механізмів опадоутворення на еволюцію фронтальних смуг і конвективних утворень різних масштабів, що призводили до великих опадів над гірськими масивами Східних Карпат та Криму і прилеглих регіонів. Визначено ключові мікрофізичні параметри, які призвели до утворення катастрофічних опадів.

Проведено чисельні розрахунки з метою знаходження розподілу в часі та просторі ентропії, а також процес її виробництва. Спільне моделювання хмарності та ентропії довело, що в процесі розвитку вони добре узгоджуються між собою, а зони зниженої ентропії з великою вірогідністю можуть бути добрим предиктором для визначення областей з сильними опадами.

Проведено дослідження впливу електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів. На основі емпіричних залежностей показано можливість швидкого утворення зародків опадів внаслідок коагуляційних процесів і взаємодії заряджених крапель у сильних електричних полях у хмарах. Доведено, що в електричних полях  $\sim 10^3$  В/см електрична коагуляція є суттєвою і її необхідно враховувати при моделюванні потужних конвективних хмар, які знаходяться у стадії максимального розвитку.

Також досліджувався механізм зворотного зв'язку між укрупненням крапель в хмарі та зростанням градієнту потенціалу електричного поля. Проведено серію чисельних розрахунків для дослідження взаємозв'язку мікрофізичних характеристик і електричних процесів у хмарах. Врахування електричної коагуляції значно вплинуло на розподіл мікрофізичних характеристик конвективних хмар. Мало місце розширення області рідко-крапельної частини хмари та відповідно значень водності. Максимальні значення водності збільшилися майже вдвічі (в разі врахування електричних процесів). Просторовий розподіл крижаних кристалів також зазнав зміни. Мало місце формування єдиної потужної структури з великою вертикальною протяжністю, а також зменшення нижньої межі наявності кристалів, на противагу результатам розрахунків, отриманим без урахування електричних процесів. Врахування електричної коагуляції сприяло збільшенню негативних, та зменшенню позитивних значень градієнту потенціалу.

**Ключові слова:** Атмосферна електрика, розряди в атмосфері, електрична стратифікація, фізика хмар, чисельна модель, іонізація, сонячна активність, клімат.

## ANNOTATION

Bilyi T.A. Influence of the Earth's electric field on the electrical and microphysical processes in the atmosphere. – Qualifying scientific work on the rights of manuscript. Thesis for a doctor's degree in physical and mathematical sciences, specialty 04.00.22 – geophysics (10 natural sciences). – Institute of Geophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2018.

This thesis is devoted to study the influence of the electric field of the atmosphere on the microphysical processes in clouds and conditions of their stratification, formation of precipitation and snowfall on the basis of developing, calculating and analyzing one-dimensional (analytical) and three-dimensional (numerical) models for the distribution of electric and hydro-thermodynamic atmospheric characteristics.

Despite the significant number of works devoted to the electrical processes in the clouds, up to now microphysical and especially electrical processes in convective clouds are still poorly understood. This situation is due to their complexity and significant inaccessibility for an experimental study. Therefore, it is of scientific and applied importance to develop numerical cloud models for studying various aspects of cloud - and precipitation formation and electrical processes that affect the coagulation of cloud particles.

In this thesis a method is worked out and one-dimensional model of the average electrostatic field of the atmosphere is developed for "good weather" conditions which describes the stratification of cloudiness. The model initial data used are the unique results of airborne sounding which obtained during the International Geophysical Year and International geophysical cooperation (1958-1965). The uniqueness of the experiment is that in observing the intensity of the electric field at different altitudes, cloudiness and atmospheric phenomena are synchronously registered.

Based on these data, a detailed statistical analysis resulted in the diagrams of the height of the formation of the lower boundary (l.b.) of clouds and the significant unevenness of their distribution among the horizons in different periods of solar activity, and also the existence of horizons where clouds did not form during the entire observation period

For the first time, the seasonal mode was obtained for stability of the volume charge density with a height of 20-24 total oscillations of the vertical component of the electric field ( $E_z$ ). This analysis of the results showed that there was the correspondence of the average annual extrema of l.b. clouds to clearly defined horizons ( $E_z$ ). The correlation relationship ( $R \sim 0,9$ ) is derived between l.b. formation of clouds and equilibrium points of volume charge density. Similar correlations are obtained from balloon observations for vertical distribution profiles of moisture. The correlation dependence is first revealed between the average wateriness of the clouds and the vertical electric field. The average annual distribution of water content is shown to have a high correlation ( $R > 0.65$ ) with the average annual vertical distribution of electric field strength. Such an analysis allows us to qualitatively explain the mechanism for the process of water vapor condensation (from clouds example) by changing the solar activity – a decrease in the number of excited molecules due to different ionization of the atmosphere.

To estimate the contribution of solar activity to atmosphere ionization, the radiation sections are calculated in geometric approximation for the standard atmosphere and condensed matter molecules (cloud aerosols). This shows if a characteristic radius of droplets is  $10^{-3}$  cm, the ionization by the condensed phase is of the same order as the background ionization. At the same time, the condensed phase is ten orders less than that of the standard atmosphere.

For a physics-mathematical study of cloud stratification, a one-dimensional model is developed for the average electric field of the lower atmosphere presented by the nonlinear Poisson equation. The model essentially depends on the boundary conditions on the Earth's surface, namely on the perturbation of the surface local electrostatic field from geophysical processes. The general solution is obtained for



the nonlinear Poisson equation. In the case of approximation of constant coefficients an exact solution is obtained that corresponds to the integration of the Morse classical oscillator. Model parameters, the module of the elliptic function ( $k$ ) and effective shielding length are selected due to experiment and correctly reproduce the altitude distribution of the potential. The Poisson solution depends on ( $k$ ) and has the critical nature of structural phase transitions. The nature of the dependence is related to the heavy mode of the Langmuir oscillations of the ion-electronic subsystem in the atmosphere. In order to take into account the polarization in the gravity field, a linear model is developed where the basic functions are the Airy functions. The equation complicatedly depends on (through the derivatives of the Airy function) the boundary conditions of the potential and the potential gradient on the Earth's surface. The results of the calculations of the Airy function correspond to the experimental observation of the potential and potential of the linear model. The inclusion of dynamic dielectric permeability in the Airy equation leads to the appearance of stratified atmospheric layers.

For the first time, the equation is obtained for the dynamic dielectric permeability  $\varepsilon(r)$  as a function of the local potential and gradient of the potential. The verification of the equation is carried out using an independent experimental set of data: a) synchronous surface observations of positive and negative ions; b) the intensity of the electric field of the atmosphere at various altitudes from airborne sounding. Based on this information, a series of multiplicative corrections to the Boltzmann probability factor was found and redefined thermal potential of the electron was introduced. In the diffusion approximation the dielectric constant is described by the Lambert W-function.

A variation is performed for the functional energy by the dielectric constant as a dynamic variable one. The spatial dispersion of the dielectric constant ( $\varepsilon$ ) is shown to be of the character of dipole or multi dipole layers that correspond to the extrema of the electric field of the atmosphere.

These layers retain the stability of the condenser shells of the global electrical circuit of the atmosphere. The stability is supported by macro fluctuations in the

field (not Nyquist noise) and the soft-mode potential (linear Airy solution) recorded in many independent experiments. In the extrema of the electric field of the atmosphere, the dielectric constant ( $\epsilon$ ) reaches maximum values. Thus, within the framework of the model developed, a mechanism is obtained for stabilizing the electron-ion subsystem and cloud aerosol in horizontal layers by introducing polarizing components and dynamic dielectric permeability. For hydrodynamic systems, this explains the self-consistent (non diffusional) movement of the cloud in a horizontal direction, as well as global stratification and transport of water vapor. The mechanism is proposed for stabilization of linear cloud anomalies (LCA) by charge density waves in the inhomogeneous electron-ion subsystem of the atmosphere.

To study the influence of the electric field on the microphysical processes in convective clouds and to improve the numerical three-dimensional model of cloud physics, an electric block was made up for simulating catastrophic precipitation associated with electrical coagulation.

Numerical calculations were carried out to study the influence of various mechanisms of precipitation formation on the evolution of frontal bands and convective formations of various scales that caused heavy precipitation in the mountainous massifs of the Eastern Carpathians and Crimea and the surrounding regions. The key microphysical parameters were determined which caused the formation of catastrophic rainfall.

Numerical calculations were also performed to find the temporal and spatial distribution of entropy and the process of its production. The joint modeling cloudiness and entropy proved that they were in good agreement with each other in the course of development and zones of reduced entropy are likely to be a good predictor for determining domains of strong precipitation

The study is fulfilled to examine the influence of electric field on the effectiveness of collision of charged droplets as one of the mechanisms of sharp increase in precipitation. Based on the empirical dependencies, it is shown the possibility of rapid formation of precipitation germs produced from coagulation

processes and interaction of charged droplets in strong electric fields in the clouds. Electrical coagulation is proved to be significant in electrical fields of  $\sim 10^3$  V/cm. Therefore, it should be taken into account when simulating powerful convective clouds that are in the stage of maximum development.

The mechanism of feedback is also investigated between the enlargement of droplets in the cloud and the increase in the gradient potential of the electric field. A series of numerical calculations was conducted to study the mutual relationship between microphysical characteristics and electrical processes in the clouds. The consideration of electrical coagulation largely influenced the distribution of microphysical characteristics of convective clouds. There is an expansion of the area of the liquid-droplet constituent of the cloud and, consequently, of the water content. The maximum values of water content increased by almost 2 times (in the case of taking into account electrical processes). The spatial distribution of ice crystals also changed.

A single powerful structure formed with a large vertical extension. The lower boundary of the presence of crystals also decreased, in contrast to the results of calculations obtained without taking into account electrical processes. Taking into consideration electrical coagulation facilitated an increase in negative and a decrease in the positive values of the gradient potential.

**Key words:** Atmospheric electricity, atmospheric discharges, electrical stratification, physics of clouds, numerical model, ionization, solar activity, climate.

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

### *Статті в наукових виданнях.*

1. **Белый Т.А.** Сферические функции и мультиполи при описании термодинамической системы планетарной атмосферы. *Геофизический журнал*. 2006. Т. 28, №6. С. 120–127.
2. **Белый Т.А.** Спектральный аналог уравнения баланса энтропии планетарной атмосферы. *Доклады НАН Украины*. 2006. № 9. С. 124–131.
3. **Белый Т.А.** Локальное уравнение баланса энтропии и трансформация энергии внутри термодинамического континуума на примере скорости перестройки тензора деформации. *Труды УкрНИГМИ*. 2006. Вып. 255. С.57–69.
4. **Белый Т.А.** О корреляции модуля индукции магнитного поля Земли (В) с атмосферным давлением. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31, №2. С. 122–129.
5. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Численное моделирование сильных осадков в Прикарпатье. *Доповіді НАН України*. 2009, № 10. С. 115–121.
6. **Белый Т.А., Пирнач А.М., Дударь С.М.** Численные исследования влияния различных механизмов осадкообразования на эволюцию мезомасштабных облачных образований обусловивших сильные осадки в Карпатах 21–29 июля 2008 г. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31, №6. С. 107–123.
7. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Связь энтропии с эволюцией облачности и осадков. *Геофизический журнал*. 2010. Т. 32, №6. С. 159–168.
8. **Пирнач Г.М., Белый Т.А., Дудар С.М.** Чисельні дослідження хмарних утворень, які спричинили катастрофічні опади у Прикарпатті. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2010. Вип. 259. С. 5–24.
9. **Пирнач Г.М., Білий Т.А.** Еволюція конвективних хмарних утворень під час паводків у Криму. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2011. Вип. 260. С. 5–28.

10. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Динамика облачности над геологическими активными зонами Украины: диагностическое и прогностическое моделирование, приземные и спутниковые наблюдения. *Геофизический журнал*. 2012. Т. 34, №1. С. 115–128
11. **Пирнач Г.М. Белый Т.А.,** Динамика облачности во время землетрясения. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2012. Вип. 262. С. 3–9.
12. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. 2012. Т. 34, №3. С. 145–154.
13. **Белый Т.А.** Формирование стратификации облаков электрическим полем. *Доповіді НАН України*. 2013, № 2. С. 82–86.
14. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы. *Геофизический журнал*. 2013. Т. 35, №2. С. 111–126.
15. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. 2013. Т. 35, №4. С. 140–153.
16. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы. *Геофизический журнал*. 2014. Т. 36, № 5. С. 91–117.
17. **Белый Т.А.** Численное моделирование распределения плотности электрических зарядов в фронтальных облаках. *Геоінформатика*. 2016, №2(58). С. 52–59.
18. **Белый Т.А., Шпиг В.М.** Численное моделирование микрофизических и электрических характеристик конвективных облаков. *Геоінформатика*. 2016, №3(59). С.38–46.
19. **Белый Т.А.** Морфологическая стратификация облаков электрическим полем атмосферы в периоды активного и спокойного солнца. *Известия*

*Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов.*  
2016. Т. 327, №9. С. 57–70.

20. **Белый Т.А.**, Зеленин Ю.А. Вертикальная стратификация возбужденных молекул в нижней стратосфере согласованным электрическим полем. *Оптика атмосферы и океана.* 2017. Т. 30, № 1. С. 72–81. DOI: 10.15372/AOO20170110

### **Тези доповідей і матеріали конференцій.**

1. **Белый Т.А.** Энтропия – главный фактор изменения климата// Тезисы докладов второй конференции молодых ученых национальных гидрометслужб государств-участников СНГ «Новые методы и технологии в гидрометеорологии» (2–3 октября 2006 г., Москва). – Москва, 2006. – С.100–101.
2. Pirnach G. Clouds, rotors, relief and geomagnetic fields as key parameters accompanied dangerous events / G. Pirnach, **T. Belyi** // MOCA-09, the IAMAS /IAPSO / IACS 2009 Joint Assembly. Montreal 19–29 July 2009.– Montreal, Canada.
3. **Belyi T.** Numerical modeling of cloud and precipitation evolution and its connection with entropy/ T. Belyi, A. Pirnach // International conference Geodynamical phenomena: «From observations and experiments to theory and modelling», september 20–24, 2010, Kiev, Ukraine.
4. Pirnach G. Interaction between frontal cloud system and dangerous events in Crimea / G. Pirnach, **T. Belyi** // EGU General Assembly 2011: Geophysical Research Extended Abstracts. 2011, vol. 13, EGU2011-67, pp. XY60-1–XY60-12.
5. Pirnach G. Heavy Precipitation in Eastern Carpathian and Microphysical Mechanisms of their Formation / G. Pirnach, **T. Belyi**, V. Shpyg, and S. Dudar // 91st American Meteorological Society Annual Meeting, Seattle, WA, USA. 2011. P.2.85-1–P.2.85-17.

6. **Belyi T.** Numerical Simulation Interaction between Drop and Ice Particles and its Influence on Formation of strong Precipitation / T. Belyi, A. Pirnach // Third Symposium on Aerosol–Cloud–Climate Interactions, which will be held as part of the AMS 91st. – 23–27 January 2011, Seattle, WA.
7. **Белый Т.А.** Электростатическая стратификация глобальной облачной системы по данным самолетного зондирования / Т.А. Белый, В.М. Шпиг. // XX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». – 2014. – С. D216–D219.
8. **Белый Т.А.** Вклад электрического поля аэрозоля в термодинамику облачности // XXV Всероссийская открытая конференция «Распространение радиоволн», посвященная 80-летию отечественных ионосферных исследований 3–9 июля 2016 года, Томск.
9. Шпиг В.М. Прогноз пространственной локализации конвективных кластеров по данным глобальной модели прогноза ПЛАВ/ В.М. Шпиг, **Т.А.Белый.** // XXII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» 30 июня – 3 июля 2016 года, Томск.

## ЗМІСТ

Перелік умовних скорочень і символів	19
<b>ВСТУП</b>	24
<b>РОЗДІЛ 1. СУЧАСНИЙ АНАЛІЗ АТМОСФЕРНОЇ ЕЛЕКТРИКИ (СТАН ПРОБЛЕМИ)</b>	34
1.1. Вплив радону на іонізацію атмосфери	36
1.2. Лінійні хмарні аномалії як індикатор літо-атмосферних зв'язків	39
1.3. Проблеми атмосферної електрики в системі літосфера – атмосфера – іоносфера	48
Висновки до розділу 1	52
Перелік використаних джерел до розділу 1	53
<b>РОЗДІЛ 2. ЗАГАЛЬНИЙ СТАН ЕЛЕКТРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРИ</b>	64
2.1. Гіперполяризованість електронів в атмосфері	64
2.2. Збуджена підсистема атмосфери	72
2.3. Особливості збудженої (рідбергівської) підсистеми атмосфери	76
2.4. Термодинамічна оцінка і масштабованість взаємодій збуджених молекул	80
2.5. Атмосфера як активне метастабільне середовище	85
Висновки до розділу 2	89
Перелік використаних джерел до розділу 2	91
<b>РОЗДІЛ 3. ВЕРТИКАЛЬНА СТРАТИФІКАЦІЯ ХМАР І СТРУКТУРА ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРИ В ПЕРІОД АКТИВНОГО І СПОКІЙНОГО СОНЦЯ</b>	99
3.1. Модова стабільність експериментальних профілів щільності об'ємного заряду атмосфери	99
3.2. Геометричний переріз частинок і крапель різних радіусів	104
3.3. Вплив сонячної активності на загальні характеристики хмарності	109
3.4. Відповідність утворення нижньої межі хмар електричному полю атмосфери	113



3.5. Відповідність вертикального розподілу пари структури електричного поля	121
3.6. Зв'язок нижньої межі хмар з тензором напруги Кельвіна– Гельмгольца	123
Висновки до розділу 3	129
Перелік використаних джерел до розділу 3	132
<b>РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЬ СЕРЕДНЬОГО САМОУЗГОДЖЕНОГО ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ</b>	138
4.1. Самоузгоджене рівняння Пуассона для середнього поля	138
4.2. Динамічна поляризація електрон-іонної підсистеми в гравітаційному полі	148
4.3. Самоузгоджене рівняння Пуассона у кубічному наближенні	152
4.4. Самоузгоджене рівняння Пуассона для хмари і хмарного аерозолю	158
4.5. Тензор напруги електричного поля в активному середовищі	162
4.6. Рівняння Пуассона з урахуванням зв'язаних зарядів.	168
Висновки до розділу 4	177
Перелік використаних джерел до розділу 4	181
<b>РОЗДІЛ 5. ДІЕЛЕКТРИЧНА ПОЛЯРИЗАЦІЯ В ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ПОЛІ АТМОСФЕРИ</b>	190
5.1. Оцінка узагальненого діелектричного відгуку середовища (ефективної константи екранування) $\epsilon^*$ за даними приземних спостережень	196
5.2. Розрахунок діелектричної проникності $\epsilon^*$ за даними літакового зондування	200
5.3. Двоточкова параметризація $\epsilon$ за експериментальними даними профілів електричного поля. Дипольне наближення.	205
5.4. Самоузгодженість рівняння Пуассона по діелектричній константі. Дифузійне наближення	216
5.5. Динамічне узгодження. Комплексне наближення.	222
Висновки до розділу 5	224

Перелік використаних джерел до розділу 5	228
<b>РОЗДІЛ 6. ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОФІЗИЧНИХ І</b>	<b>234</b>
<b>ЕЛЕКТРИЧНИХ ПРОЦЕСІВ У ХМАРАХ НА ОСНОВІ</b>	
<b>ТРИВИМІРНОГО ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ</b>	
6.1. Діагностичні моделі. Загальна система рівнянь	234
6.2. Тривимірна прогностична модель фронтальної хмарності	237
6.2.1 Електричний блок тривимірної моделі фронтальної хмарності	243
6.3. Чисельне моделювання ЛХА перед землетрусом 20 вересня 2002 р. о 20 год. 41 хв. у Криму	247
6.3.1. Еволюція хмарності при природному розвитку атмосферного процесу та при зміненому тиску	253
6.4. Чисельне моделювання мікрофізичних конвективних хмар 28 липня 2008 р. у Карпатах та 6 – 10 вересня 2002 р. у Криму	261
6.5. Чисельне моделювання мікрофізичних та електричних характеристик конвективних хмар	293
6.5.1. Моделювання електричних характеристик хмарності при сильному снігопаді	295
6.5.2. Моделювання зливових опадів з урахуванням і без урахування електричної коагуляції над територією Криму	297
Висновки до розділу 6.	304
Перелік використаних джерел до розділу 6	306
<b>ВИСНОВКИ</b>	<b>315</b>
Додаток 1	320
Додаток 2	321
Додаток 3	322
Додаток 4	323
Додаток 5	324
Додаток 6	325
Додаток 7	326
Додаток 8	327

## Перелік умовних скорочень і символів

ЛХА – лінійна хмарна аномалія  
 BADC – міжнародний центр даних  
 ТБ – видимий супутниковий діапазон  
 ІЧ – інфрачервоний супутниковий діапазон  
 ВАХ – вольт–амперна характеристика  
 УФ – ультрафіолетове випромінювання  
 МД – метод молекулярної динаміки  
 а.о м – атомні одиниці маси  
 н.м. – нижня межа хмари  
 $\gamma$  – параметр ідеальності плазми  
 $e$  – заряд електрона  
 $n$  – концентрація електронів  
 $k_B$  – стала Больцмана  
 $T$  – температура  
 $\alpha_0$  – поляризованість молекули  
 $\alpha^*$  – поляризованість збудженої молекули  
 $n$  – головне квантове число  
 $\lambda$  – довжина хвилі  
 $n_e^*$  – концентрація рідбергівських електронів  
 $r$  – радіус частинки  
 $D$  – дипольний момент  
 $E_{кр}$  – критичне поле  
 $\mu$  – борівський радіус  
 $\tau$  – час життя у збудженому стані  
 $\varepsilon^*$  – енергія збудження  
 $\omega$  – частота  
 $\omega_L$  – Ленгмюрівська частота  
 $L_D$  – довжина екранування Дебая

$v_{др}$  – швидкість дрейфу

$E$  – напруженість електричного поля

$\mu$  – рухливість електронів

$\varphi$  – потенціал електричного поля

$L$  – Лагранжіан

$q(Z, I)$  – швидкість іоноутворення

$Z$  – висота

$I$  – потенціал іонізації

$t$  – час релаксації

$p$  – тиск газу

$E_b$  – внутрішня енергія

$E_n$  – кінетична енергія

$D$  – Дебай

$R_y$  – стала Рідберга

$\bar{r}$  – середній радіус частинки

$n_L$  – число Лошмідта

$\varepsilon$  – діелектрична проникність

$\eta$  – уявна діелектрична проникність

$n^*$  – концентрація збуджених молекул

$\alpha_i$  – коефіцієнт рекомбінації іонів

$\varepsilon_0$  – енергія потенціальної ями

$W$  – водність хмари

$N_k$  – концентрація крапель

$\sigma$  – площа перерізу

$S$  – площа молекули

$L_\gamma$  – довжина пробігу жорсткої компоненти випромінювання

$T_{zz}$  – тензор напруженості електричного поля

$P$  – атмосферний тиск

$\rho$  – густина електронів чи іонів

$v_g$  – гідродинамічне поле швидкості

$v_d$  – стоксова швидкість дрейфу

$\mu$  – хімічний потенціал

$\theta^*$  – флуктуаційна температура

$m$  – маса молекули води або кластера

$g$  – сила тяжіння

$n_0$  – середня концентрація заряджених частинок

$W_i, W_e$  – робота з переміщення іона й електрона

$\varphi'$  – потенціал, пов'язаний з поверхневою щільністю заряду Землі

$Q$  – загальний заряд Землі

$\tilde{\varepsilon}$  – теплова флуктуація поля

$k$  – модуль еліптичного синуса

$\varphi_0$  – контактний термічний потенціал

$K$  – еліптична модулярна функція

$u_0$  – початковий модельний потенціал

$m_i$  – маса іона

$H$  – висота однорідної атмосфери

$A_i, B_i$  – функції Ейрі

$L_m$  – ефективний параметр довжини хвилі

$\tilde{\varphi}$  – усереднений потенціал з розподілу частинок

$n(q)$  – модельний розподіл частинок за зарядами

$\sigma$  – об'ємна щільність молекул краплі

$n_0^{sv}$  – густина зв'язаних електронів

$n_0^r$  – густина електронів розсіювання

$\mathbf{F}$  – потенційна сила електричного поля в середовищі

$\delta$  – символ Кронекера

$\hbar\omega_k$  – коливальний квант

- $I^*$  – іонізаційний потенціал збудженого стану  
 $L_{qe}$  – квантова довжина електрона  
 $V_{qe}$  – квантовий об'єм електрона  
 $E_g$  – ширина забороненої зони напівпровідника  
 $E_f$  – енергія Фермі напівпровідника  
 $A_{sr}$  – енергія спорідненості електрона  
 $\hbar$  – стала Планка  
 $c$  – швидкість світла  
 $v_{гр}$  – групова швидкість іонно–звукових хвиль  
 $u, v, w$  – складові швидкості вітру по осях  $x, y, z$   
 $u_f$  – задана швидкість переміщення фронту  
 $q_{r0}$  – швидкість зміни відносної вологості з часом  
 $q_{sl}$  – насичувальна вологість відносно води  
 $\rho_n$  – щільність повітря  
 $R$  – газова стала  
 $\mu_t$  – параметр згасання градієнтів температури в теплій і холодній масі  
 $X_\phi$  – горизонтальна координата фронтальної поверхні  
 $X_l$  – координата лінії фронту  
 $k_\phi$  – котангенс кута нахилу поверхні фронту до земної поверхні  
 $A_T$  – максимальний горизонтальний градієнт температури на рівні  $z$   
 $\xi, \eta, \zeta$  – орографічні координати  
 $P_x, P_y, P_z$  – градієнти тиску за координатами  $x, y, z$   
 $l$  – прискорення Кориоліса  
 $f$  – питома функція розподілу крапель за розмірами  
 $k_T$  – коефіцієнт турбулентності  
 $\gamma_a$  – сухоадіабатичний градієнт  
 $\rho_v$  – густина води  
 $q_m$  – питома насичувальна вологість  
 $c_p$  – теплоємність при постійному тиску

$f_i$  – функції розподілу хмарних крапель за розмірами

$r$  – радіус частинок

$\dot{r}_i$  – швидкість росту окремих частинок шляхом конденсації

$\dot{r}_{c_{ik}}$  – швидкість росту окремої частинки шляхом злиття (коагуляції) хмарних частинок з частинками опадів

$c_{nl}$  – кількість хмарних частинок, захоплених частинками опадів

$v_i$  – швидкість падіння частинок

$I_a, I_s, I_{fi}$  – швидкості утворення крапель на ядрах конденсації, кристалів на ядрах льодоутворення і замерзання крапель

$q_k$  – заряд краплі радіусу  $r$

$n_n$  – число аномально заряджених крапель радіуса  $r$  в одиниці об'єму

$\rho_+, \rho_-$  – об'ємні заряди крапель

$\epsilon^*$  – діелектричний відгук середовища (розділ 5)

$n$  – коефіцієнт заломлення (розділ 5)

$q$  – вологість (розділ 6)

$\omega$  – вертикальна швидкість (розділ 6)

$K$  – коефіцієнт коагуляції (розділ 6)

## ВСТУП

*Обґрунтування вибору теми дослідження.* В останнє десятиріччя велика увага приділяється встановленню зв'язків між гетерогенними неоднорідностями літосфери та різного роду аномаліями, а саме, появою електричних неоднорідностей атмосфери і лінійних хмарних аномалій (ЛХА) над геологічними розломами [Морозова, 2005; Гохберг, Шалимов, 2008; Hayakawa, 2009; Дода и др., 2011]. Зв'язок морфологічної структури хмарності з тектонічними процесами був виявлений у дослідженнях Конрада Шлюмберже, у гірському масиві в Веврі та Ельзасі за даними роботи [Мушкетов, 1935, с. 866], однак, природа явища не обговорювалась. В останні роки морфологічні зміни хмарного покриву почали пов'язувати з короткостроковим підготовчим періодом землетрусу, під час якого змінюються геофізичні параметри середовища.

Візуалізацію ЛХА можна пов'язати з двома фізичними процесами у сейсмічно активних регіонах:

- різкими варіаціями локального електростатичного поля внаслідок тектонічних процесів [Смирнов, 2005];
- локальними змінами аномальних концентрацій літосферних газів у результаті високої проникності розломних зон [Адушкін, Спивак, 2014].

В обох випадках аномалії в геофізичних полях призводять до флуктуацій електричного поля як у приземному шарі атмосфери, так і в іоносфері.

Дана робота присвячена актуальній проблемі набуття на базі теоретичних і прикладних основ нових знань про розподіл електричного поля вільної атмосфери та його вплив на мікрофізичні процеси і стратифікацію в хмарах.

Стан електричного поля на різних висотах характеризується одночасною дією на провідність шарів атмосфери космічних, метеорологічних і геофізичних природних процесів. Незважаючи на деякий прогрес в експериментальних і теоретичних дослідженнях, наведений в оглядових роботах [Rakov, Uman, 2003; Leblanc et al., 2008], невеликий обсяг



спостережень, їх розрізненість і несистематичність вимірювання вертикальної складової електричного поля не дозволяють будувати глобальні емпіричні чи напівемпіричні моделі.

Завдяки зростаючій кількості нових супутникових і приземних експериментальних даних вдалось отримати нові уявлення про грозову електрику, оптичні явища, розподіл електричних полів в атмосфері, частково їх систематизувати, а також розширити розуміння фізичних процесів (дивись роботи [Тимофеев, Шульгина, 2013; Мареев и др., 2016] та посилання). Невирішеним залишається питання побудови електричної моделі для тропосфери, де гідродинамічні процеси і турбулентність мають більш вагоме значення для формування грозових хмар та стратифікованих областей.

Мінливість тропосфери й нижньої стратосфери настільки велика, а картина взаємозв'язку різних параметрів настільки складна, що просте експериментальне «перебирання» всіх можливостей при сучасному рівні техніки в досяжному майбутньому просто неможливе. Тільки спільна комбінація довготривалих спостережень розподілу електричного поля вільної атмосфери з теорією мікрофізики хмар, яка безперервно розвивається, дає можливість на якісно новому рівні вирішувати проблеми побудови сучасних моделей.

В наш час існує близько ста теорій грози і тимчасової залежності градієнта потенціалу. Незважаючи на те, що зараз є кілька десятків гіпотез формування різних типів низькочастотних коливань електромагнітного поля атмосфери в діапазоні від  $10^{-3}$  до  $10^3$  Гц, чіткого розуміння їх природи поки не існує. Реальна структура поля набагато складніша, ніж це передбачалось Кельвіном і класичними теоріями, тому що існують зони з різко мінливими параметрами в залежності від висоти. Крім того, електричний стан атмосфери так само сильно мінливий, як і погода в звичайному її розумінні.

Тому побудова одновимірної (аналітичної) та тривимірної (чисельної) моделей, які описують термодинамічні, мікрофізичні та електричні

характеристики хмар і вільної атмосфери, є важливим науково-прикладним завданням.

*Мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження.* Метою роботи є вивчення впливу електричного поля атмосфери на мікрофізичні процеси в хмарах на основі одновимірних та тривимірних моделей, побудованих за експериментальними даними літакового й кулепілотного зондування міжнародного центру даних BADC, а також пояснення умов появи ЛХА, стратифікації хмарності, її розвиток та формування опадів і снігопадів над територією України, які призвели до надзвичайного стану.

Для досягнення цієї мети були вирішені такі задачі:

1. Збір, систематизація та цифрова обробка експериментальних даних: а) висоти утворення нижньої межі (н.м.) хмар [Матеріали ..., 1963;1964]; б) розподіл напруженості електричного поля на різних висотах [Матеріали ..., 1963;1964]; в) концентрації позитивних і негативних іонів що отримано при приземному спостереженні [Колоколов, 1977; Handbook ..., 1985; Vazilevskaya et. al., 2010].
2. Розрахувати термодинамічні оцінки та масштабованність загального стану електричних характеристик атмосфери. Отримати рівняння регресії між висотою нижньої межі хмар і градієнтом напруженості електричного поля і на його основі визначити коефіцієнти кореляції.
3. Дослідити вертикальну стратифікацію хмар і структуру електричного поля атмосфери в періоди активного і спокійного Сонця.
4. Побудувати одновимірну аналітичну модель середнього самоузгодженого електричного поля. Провести дослідження природи відповідності електростатичної та хмарної стратифікації, оцінити діелектричні константи електрон-іонної підсистеми атмосфери.
5. Перевизначення термодинамічних констант моделі середнього електричного поля з врахуванням діелектричної проникності.

6. Розробити та вдосконалити електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для випадків катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією; дослідити мікрофізичні та електричні процеси у хмарах.

*Об'єктом* дослідження є електричне поле хмар і вільної атмосфери, *предметом* – аналітичні та чисельні моделі фізики й електрики хмар.

*Методи дослідження.* Іонізація атмосфери від сонячної активності, сезонна модова стійкість градієнта напруженості електричного поля з висотою та зв'язок нижньої межі хмар з електричним полем вивчались за допомогою методів статистичного аналізу. Для побудови одновимірної аналітичної моделі стратифікації хмар електричним полем атмосфери були використані методи фізико-математичного аналізу, на основі яких одержано аналоги рівняння Пуассона в залежності від визначення великого канонічного ансамблю. Для вирішення завдань оцінки впливу електричного поля на мікрофізичні процеси в конвективних хмарах і розробки електричного блоку тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією, були використані диференціальні та інтегральні обчислення, метод скінчених різниць та ітераційні методи сіткових рівнянь.

Запропоновані в роботі моделі розраховані за допомогою підходів, принципово відмінних від тих, що використовують у метеорології та інтерполяційно–емпірично описують розподіл електричного поля, а також від відповідних ним програмних засобів.

*Достовірність та обґрунтованість* наукових положень і висновків забезпечується чіткою фізичною постановкою задачі, дотриманням початкових та граничних умов, строгим виконанням всіх математичних перетворень під час отримання основних аналітичних співвідношень для хвильового електричного поля атмосфери; ретельним тестуванням створених моделей у пакеті Wolfram Mathematic, та Compaq Visual Fortran. Висока кореляція отриманих розрахунків із результатами, які одержані за допомогою незалежних експериментальних спостережень, підтверджує їх достовірність.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше розроблено аналітичну модель середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери, яка описує стратифікацію електрон-іонної підсистеми і хмарного аерозолі в електричному та гравітаційному полях. Модель представлена розв'язком нелінійного рівняння Пуассона, який істотно залежить від граничних умов на поверхні Землі, а саме, від збурення приземного локального електростатичного поля від джерел геофізичних процесів. Отримано загальний, а у наближенні сталих коефіцієнтів – точний розв'язок рівняння Пуассона у вигляді еліптичного синуса Якобі. Для вивчення поляризації електрон-іонної підсистеми атмосфери у полі сили тяжіння розроблено лінійний аналог рівняння Пуассона, де базовими функціями є функції Ейрі, який суттєво відрізняється від класичного наближення Дебая. Врахування динамічної діелектричної проникності призводить до появи стратифікованих областей.
2. Розглянуто аналітичний аналог рівняння Пуассона для поля хмарного аерозолі на основі емпіричних залежностей зарядів крапель. Для гідродинамічних систем це пояснює самоузгоджене (бездифузійне) переміщення хмари в горизонтальному напрямку, а також глобальну стратифікацію та перенесення водяної пари.
3. Доведено на основі статистичного аналізу сезонну стійкість градієнта напруженості електричного поля  $E_z$  з висотою, яка становить 18–22 повних коливань. Виявлено кореляційну залежність між екстремумами висоти нижньої межі хмар і вертикальним розподілом вологи від рівноважних точок градієнта  $E_z$ . Доведено, що середньорічні розподіли водності та напруженості електричного поля мають високий коефіцієнт кореляції ( $R > 0,8$ ).
4. Вперше отримано аналітичне рівняння динамічної діелектричної проникності  $\varepsilon(r)$  як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу електричного поля. В лінійному наближенні дифузійне рівняння

діелектричної проникності описується W-функцією Ламберта. На основі цього розраховано серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактора ймовірності, де введено перевизначений термічний потенціал електрона, який враховує  $\epsilon$ . Таким чином, врахування динамічної  $\epsilon$  в моделі електричного поля призводить до самоузгодження атмосфери на різних масштабах.

5. Отримано оцінки площі радіаційних перерізів для молекул стандартної атмосфери та конденсованої фази (хмарні аерозолі) у геометричному наближенні. Показано, що разом з сухою атмосферою конденсована фаза дає порівнянний вклад в електростатику хмари шляхом збільшення площі перерізу іонізації за рахунок укрупнення крапель, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки у конденсованій фазі буде більшим, ніж у сухій атмосфері. Це побічно підтверджує іонізацію атмосфери від мінливості сонячної активності.
6. Вперше розроблено електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією. Доведено вплив електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів за рахунок швидкого утворення ядер конденсації. Показано, що при  $E_z \sim 10^3$  В/см саме електрична коагуляція є суттєвою і її необхідно застосовувати при моделюванні потужних конвективних хмар, які знаходяться у стадії максимального розвитку. На даний час не запропоновано тривимірної моделі, яка просторово враховує вплив електричного поля на мікрофізичні процеси в хмарах.

*Особистий внесок здобувача.* Основні наукові результати та висновки, викладені в дисертаційній роботі, одержані автором особисто або у співавторстві та опубліковані в журналах, які входять до затвердженого МОН Переліку наукових фахових видань України з фізико-математичних наук. За темою дисертації автором опубліковано 29 наукових праць: статей – 20 (4 входять до міжнародних наукометричних баз Scopus, Index

Copernicus, Ulrich's Periodicals Directory), з них 7 – без співавторів і 9 тез доповідей на міжнародних наукових конференціях і симпозиумах.

Особистий внесок автора в основні роботи, виконані в співавторстві, визначається таким чином.

У статтях [Белый, Пирнач, 2009; Белый и др., 2009; Белый, Пирнач, 2010; Белый и др., 2010; Пирнач, Білий, 2011; Белый, Пирнач, 2012,а,б;] дисертанту належить збір і цифрова обробка експериментальних даних, підготовка початкових файлів для розрахунку прогностичної моделі фізики хмар. Виконання серії чисельних розрахунків з дослідження впливу різних механізмів опадоутворення на еволюцію фронтальних смуг і конвективних утворень різних масштабів, які зумовили великі опади над гірськими масивами Східних Карпат і Криму; визначення ключових мікрофізичних параметрів, які спричинили утворення катастрофічних опадів. Побудова алгоритму розрахунку ентропії, її розподіл в часі і просторі, виробництво та зв'язок з сильними опадами.

Загальний обсяг у статтях з співавтором Г.М. Пирнач становить 85 стор., авторський доробок – 47 стор.

У статті [Белый, Зеленин, 2012] постановка задачі. Безпосередньо автором розв'язано нелінійне рівняння Пуассона для середнього самоузгодженого електричного поля. Відшукано загальний розв'язок. Визначено лінійний розв'язок рівняння другого порядку для потенціалу Ейрі з неоднорідним доданком.

У статті [Белый, Зеленин, 2013,а] безпосередньо автором визначено наближений розв'язок рішення нелінійного рівняння Пуассона, який описує структурні фазові переходи. Відшукано точний розв'язок, що залежить від граничних умов. Розроблена модель електричного поля атмосфери. Проведена верифікація констант моделі за допомогою експериментальних даних.

У статтях [Белый, Зеленин, 2013,а,б] безпосередньо автором розраховані та побудовані: кореляційні залежності між вертикальним розподілом н.м.

хмар і водяної пари з електричним полем; сплайн-апроксимації, на основі яких досліджено сезонну стійкість  $E_z$ . Отримано аналітичний аналог рівняння Пуассона для хмарного аерозолю.

У статті [Белый, Зеленин, 2014; Белый, Зеленин, 2016] безпосередньо автором проведено варіювання функціоналу енергії та отримано трансцендентне рівняння динамічної діелектричної проникності як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу електричного поля. Верифікацію рівняння проведено за незалежним експериментальним набором даних. Розраховано термодинамічні оцінки і масштабованість Вандер-Ваальсових колективних взаємодій, які відіграють істотну роль в стабілізації іонних шарів. Отримано добавки в класичний тензор напруги електричного поля атмосфери. Обчислено поляризаційні компоненти тензора напруги які стабілізують електрон–іону підсистему атмосфери.

Загальний обсяг у статтях з співавтором Ю.О. Зелениним становить 74 стор., авторський доробок – 43 стор.

У статті [Белый, Шпиг, 2016] безпосередньо автором проведено дослідження: впливу електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель; механізму зворотного зв'язку між укрупненням частинок в хмарі та зростанням градієнта потенціалу електричного поля; проведено ряд чисельних розрахунків і виявлено нові закономірності утворення катастрофічних опадів за рахунок електричної коагуляції.

Загальний обсяг у статтях з співавтором В.М. Шпигом становить 8 стор., авторський доробок – 5 стор.

#### *Апробація результатів дисертації.*

Основні положення дослідження доповідались на таких наукових конференціях і симпозіумах: II Конференція молодих учених національних гідрометслужб стран-учасників СНГ «Новые методы и технологии в гидрометеорологии» (Москва, 2 – 3 октября 2006 р.); A meteorological – oceanographic – cryospheric assembly of researches from around the world (Montreal, Canada, 19–29 July 2009); International conference Geodynamical

phenomena: «From observations and experiments to theory and modelling», september 20–24, 2010, Kiev, Ukraine; EGU General Assembly 2011: Geophysical Research Extended Abstracts (3–8 April 2011); 91st American Meteorological Society Annual Meeting, (Seattle, WA, USA, 23–27 January 2011); Third Symposium on Aerosol–Cloud–Climate Interactions, which will be held as part of the AMS 91st. (Seattle, WA, USA, 23–27 January 2011); XX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Томск, 23–27 июня 2014); XXII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Томск, 30 июня – 3 июля 2016 г.); XXV Всероссийская открытая конференция «Распространение радиоволн», посвященная 80-летию отечественных ионосферных исследований (Томск, 3–9 июля 2016 г.).

*Структура і обсяг дисертації.* Дисертація складається з переліку умовних скорочень і символів, вступу, шести розділів, висновків і списку використаних джерел, що включає 346 найменувань. Робота містить 330 сторінок машинописного тексту, 72 рисунки, 20 таблиць та 8 додатків.

*Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.* Робота виконана на базі відділу Глибинних процесів Землі і гравіметрії Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна НАН України за такими науковими темами:

- Комплексне геолого-геофізичне вивчення глибинної будови південно-західної окраїни Східноєвропейської платформи з метою розширення мінерально-сировинної бази України (2007–2010), № р/н 0106U000911;

- Побудова тривимірної геолого–геофізичної моделі південної окраїни СЄП та її обрамлення з метою розширення мінерально-сировинної бази України (2011–2015) № р/н 0111U000236;

- Комплексне геофізичне дослідження літосфери України: від моделей до процесів формування родовищ корисних копалин (2016–2020) № р/к 0116U000131.

*Практичне значення отриманих результатів.* Розроблений базис, складені алгоритми та побудовані принципово нові аналітичні та чисельні



моделі, які відповідають сучасним уявленням про електричні та мікрофізичні процеси в атмосфері потрібно використовувати при: вивченні можливостей активного впливу на процеси в хмарах; визначенні ролі електричних сил у процесах розвитку та розпаду хмар; поліпшенні прогнозу гроз, та оцінки умов виникнення грозонебезпечних зон в хмарах при польоті в них літаків та повітроплавальних апаратів, їх гідрометеорологічного забезпечення; захисті від градобою сільськогосподарських територій; розробці вимірювальних приладів і методик аероелектричних спостережень. У перспективі знання про електричне поле атмосфери може слугувати для очищення від забруднень та прогнозу майбутнього зміни клімату.

Розділ 6 дисертаційної роботи використовується в навчальному процесі в Одеському державному екологічному університеті, м Одеса.

*Подяка.* Здобувач висловлює подяку академіку НАН України, доктору фіз.-мат. наук, професору Віталію Івановичу Старостенку за всебічну підтримку.

Окрему подяку автор висловлює доктору фіз.-мат. наук Я.М. Хазану за наукові консультації, конструктивну критику та обговорення окремих розділів дисертаційної роботи.

Автор з вдячністю згадує д.фіз.-мат. наук Ганну Михайлівну Пірнач, яку він вважає своїм наставником. Спільні наукові дослідження сприяли становленню автора як науковця з проблем фізики хмар.

Автор вдячний співробітникам відділу Глибинних процесів Землі і гравіметрії за плідну співпрацю та підтримку при написанні даної роботи.

## РОЗДІЛ 1. СУЧАСНИЙ АНАЛІЗ АТМОСФЕРНОЇ ЕЛЕКТРИКИ (СТАН ПРОБЛЕМИ)

В останнє десятиліття велика увага приділяється встановленню зв'язків між структурними неоднорідностями літосфери та різного роду аномаліями в атмосфері, а саме, появи електричних неоднорідностей атмосфери та лінійних хмарних аномалій (ЛХА) над геологічними розломами у моменти їхньої активізації [Морозова, 2005; Гохберг, Шалимов, 2008; Дода и др., 2011]. Зв'язок морфологічної структури хмарності з тектонічними процесами був виявлений у дослідженнях Шлюмберже, у Веврі та Ельзасі [Мушкетов, 1935, с. 866], однак природа явища не обговорювалася. В останні роки морфологічні зміни хмарного покриву почали пов'язувати з короткостроковим підготовчим періодом землетрусу, під час якого змінюються геофізичні параметри середовища [Гохберг, Шалимов, 2008; Naayakawa, 2009].

Візуалізацію ЛХА можна пов'язати з двома фізичними процесами:

1. Різкими варіаціями локального електростатичного поля як наслідок тектонічних процесів у сейсмічно активних регіонах [Руленко та ін., 1996; Алексеев, Аксенов, 2003; Смирнов, 2003; Смирнов, 2005].
2. Локальні зміни аномальних концентрацій літосферних газів, внаслідок високої проникності розломних зон сейсмічно активних регіонів [Рудаков, 1992; Войтов, Добровольский, 1994; Войтов, 1998; Гуфельд, Матвеева, 2011; Адушкин, Спивак, 2014].

Як у першому, так і в другому випадку аномалії у геофізичних полях призводять до флуктуацій електричного поля як у приземному шарі атмосфери, так і в іоносфері [Гохберг, Шалимов, 2008].

З'ясування причин залежності градієнта потенціалу  $\partial U / \partial z$  від окремих метеорологічних чинників ускладнюється тим, що більшість метеорологічних процесів знаходиться в тісному зв'язку між собою, причому кожен з них залежить майже від усіх інших. Це важке завдання дещо

полегшується, якщо електричні явища в атмосфері спочатку розглянути, залучаючи іонно-електронну теорію, з подальшим її узагальненням для завдань, пов'язаних з хмарним аерозолем. З точки зору цієї теорії градієнт потенціалу  $\partial U / \partial z$  залежатиме, головним чином, від числа носіїв заряду і провідності повітря. Зважаючи на це, метеорологічні чинники, що впливають на провідність повітря, впливатимуть і на напруженість атмосферного поля.

З усіх метеорологічних елементів найбільший вплив на електричні процеси має вміст в атмосфері частинок пилу, диму, радіоактивних еманцій та ін. Посилення помутніння атмосфери зі збільшенням числа частинок, що адсорбують іони, питома число іонів звичайної рухливості зменшується, а з ним зменшується і провідність повітря. Зменшення провідності повітря супроводжується підвищенням напруженості поля [Чалмерс, 1981, Френкель, 2007; Bennett, Harrison, 2008], зміною дальності видимості [Junge, 1955; Ruhhke, 1966; Harrison, 2012] та іншими мікрофізичними параметрами атмосфери [Sagalyn, Faucher, 1954; Матвеев, 1980].

В атмосфері є цілий ряд іонізаторів, під дією яких атмосферне повітря іонізується. Іонізація, як відомо, полягає в тому, що від нейтральних молекул відділяються електрони; частини молекул, що залишилися, зі звільненими на них позитивними зарядами дають позитивні іони молекулярних розмірів, вільні ж електрони швидко зустрічають газові молекули і, приєднуючись до них, утворюють від'ємні іони.

Головними іонізаторами, які підтримують атмосферу у провідному стані, є найбільш короткохвильова частина сонячної радіації, корпускулярне випромінювання сонця, космічна радіація і радіоактивне випромінювання різних радіоактивних речовин, які містяться в земній корі й атмосфері. Для вільної атмосфери основним джерелом іонізації є сонячне випромінювання, для приземного шару атмосфери найбільш важливими іонізаторами є радіоактивні речовини, які знаходяться у приповерхневому шарі Землі.

З радіоактивних речовин, що містяться в земній корі, найбільше значення можуть мати тільки ті речовини, які серед своїх продуктів розпаду

мають газоподібну еманацию, тобто радій (Ra), торій (Th) та актиній (Ac), а також породи, чутливі до ультрафіолетового випромінювання (наприклад, вапняний і плавиковий шпати, граніт та ін.). Ці речовини містяться у приповерхневих шарах земної кори і їхні газоподібні еманации виділяються разом з ґрунтовим повітрям в атмосферу. Переходячи в атмосферу, еманации розпадаються і наділяють атмосферу твердими продуктами розпаду або індукціями, що веде до її іонізації.

### 1.1. Вплив радону на іонізацію атмосфери

Теорія електродного ефекту визначається вирішенням завдання розподілу позитивних і від'ємних іонів та створюваного ними атмосферного електричного поля. Таким чином, електродний ефект характеризується, з одного боку, зміною розподілу концентрації іонів і утворенням об'ємних зарядів, з іншого, — спотворенням градієнта потенціалу електричного поля поблизу поверхні Землі. Щільність об'ємного заряду визначається потужністю джерела іонізації та величиною поля.

Процеси розпаду і спонтанного ділення радіоактивних елементів у ґрунті роблять внесок в іонізацію приземного повітря. Найбільший внесок в іонізацію приземного повітря робить  $^{222}\text{Rn}$ , що є головним чином джерелом  $\alpha$ -частинок [Пулинец и др., 1998; Шулейкин, 2006]. Кожна  $\alpha$ -частинка  $^{222}\text{Rn}$  з середньою енергією  $E_\alpha = 6 \text{ MeV}$  може виробляти теоретично близько  $2 \cdot 10^5$  електрон-іонних пар. Висока проникність розломних зон сейсмічно активних регіонів дає аномальні концентрації літосферних газів [Воитов, Добровольский, 1994; Гохберг и др., 1989]. Вихід радону перед землетрусом за експериментальними даними може досягати 12 еман, що відповідає швидкості іоноутворення  $Q \sim 7,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Продукти розпаду поводяться як легкі іони і можуть вступати в реакції рекомбінації, утворюючи молекулярні комплекси з водою, принаймні до тих пір, поки вони несуть на собі електричний заряд [Roffman, 1972].

Зв'язок зміни еманції радону з напругою у земній корі вивчався різними авторами [Рудаков, 1992; Войтов, 1998; Roelofs, 1998; Yasuoka et al., 2006], а в ширшому сенсі (міжгеосферні взаємодії на межі земна кора–атмосфера) [Спивак, Кожухов, 2004; Спивак и др., 2004; Адушкин и др., 2006; Гохберг, Шалимов 2008; Зилитинкевич, 2012]. Відповідно до цих праць зміни потоку радону передують землетрусу синхронно з наближенням головного поштовху. На основі цих результатів можна зробити висновок, що варіації радону перед землетрусом у сейсмічно активних регіонах можуть збуджувати приземний шар атмосфери і призводити до теплових та електричних аномалій у приземному шарі.

Разом з  $^{222}\text{Rn}$  додатковим джерелом іонізації атмосфери виступають нейтрони. Позитивні варіації, 10 — 20 % від фону ( $2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \text{с}^{-1}$  [Горшков, 1969]), потоку нейтронів від земної кори під час землетрусу зафіксовані й описані у працях [Антонова, Володичев, 2008; Алексеенко и др., 2009]. Такі варіації можуть призводити до анізотропії нейтронного потоку від Землі на висотах 2 – 7 км [Кужевский, и др., 1995].

При зміні напруженості приземного електричного поля порядку  $\pm 300 \text{ В/м}$  електростатичні сили, що діють на атмосферний іон  $m_i$ , на декілька порядків можуть перевершувати силу тяжіння  $m_i g$ . Згідно з експериментальними рухливостями кластерів носіїв зарядів у діапазоні ( $10^{-4} - 10^{-5}$ )  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [Смирнов, 2010] оцінка швидкості дрейфу кластера при  $E_z \approx 130 \text{ В/см}$  складе:  $v \approx 130 \text{ В/см} \cdot 5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с} \approx 6,5 \text{ м/с}$ . Таким чином, підвищені концентрації іонізованих частинок шляхом турбулентного перемішування і збільшення потенціалу можуть переноситися у вищерозміщені шари і створювати там електричні аномалії, що призводять до формування хмарного аерозолу.

Розглянемо на простих прикладах вклад механічних деформацій земної кори на зміни електричного поля на межі розділу кори і атмосфери. Оцінимо деформацію і п'єзоелектричну напруженість поля для пласта гірської породи протяжністю близько 100 км і глибиною 20 км, типову для корових

землетрусів. Коефіцієнт лінійного температурного розширення гранітів і базальтів знаходиться у межах від  $(4-7,9) \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$  [Физические ..., 1984; Таблицы ..., 1976]. Зміна температури пласта на  $\delta T \sim 1/^\circ\text{C}$  призведе до його розширення по вертикалі на  $\delta Z_{100 \text{ км}} = 2 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot 10^{-6} = 15,8 \text{ см}$ , а для  $\delta Z_{100 \text{ км}} = 79 \text{ см}$ . Розрахунки зміщень за теорією пружності сферичного вогнища при  $2 < M < 4$  дають величину абсолютного зміщення 10 м, при варіації  $\Delta g \pm 50 \div 200 \text{ мкГал}$  [Добровольский, 2005]. Це означає, що деформація на 1 см призведе до виникнення п'єзоелектричних полів на межах розломів і включень пласта породи (при п'єзоконстантах для кварцу (SiO)  $6,94 \cdot 10^{-8} \text{ см/В}$  і титанату барія (BaTiO<sub>3</sub>)  $3,33 \cdot 10^{-9} \text{ см/В}$ ) [Таблицы ..., 1976], до локальної різниці потенціалу на межі розриву (розлому) більше  $10^5-10^6 \text{ В/м}$ .

Згідно з роботами [Dobrovolsky et al., 1979] і [Toutain and Baubron, 1998] рівень деформацій, розмір зони підготовки землетрусів і просторовий розподіл радону добре корелюють між собою. Таким чином, різке виділення радону, а також анізотропія приземного електричного поля можуть характеризувати зв'язок з механічними деформаціями в земній корі. Як відомо, зовнішній розмір зони підготовки землетрусу для будь-яких магнітуд визначається рівнем пружної деформації  $\sim 10^{-8}$ , тобто аномальні варіації радону спостерігаються виключно усередині зони підготовки землетрусу.

Залежно від складу ґрунту, наявності рудних тіл або водних джерел приземне електричне поле атмосфери зазнає зміни. За наявності рудного тіла приземна варіація електричного поля має такі діапазони (за зонами оконтурювання родовищ) згідно з [Шулейкин, 2010]: зона 1 — варіація поля  $170 < E < 238 \text{ В/м}$ ; зона 2 — варіація поля  $250 < E < 274 \text{ В/м}$ ; зона 3 — варіація поля  $280 < E < 310 \text{ В/м}$ . Амплітуди переходу від однієї зони до іншої складають:  $\delta E = 40 \text{ В/м}$  (1→2),  $\delta E = 88 \text{ В/м}$  (1→3),  $\delta E = 48 \text{ В/м}$  (2→3). Електричне поле розлому  $E_z(0)$ , накладаючись на приземне квазістатичне електричне поле Землі, яке має середню величину  $\sim 130 \text{ В/м}$ , призведе до його сильної анізотропії. У літературі відома достатня кількість

zareestrovanih vipadkiv zmini kvazistatichnogo elektrichnogo polya, a takozh zmina yogo polярnosti vid  $\pm(300 \div 1300)$  В/м, za dekilьka godin abo dib do seysmichnoyi aktivnosti, napriklad: а) район Камчатки, 10 — 29 год. до сейсмичної активності (клас землетрусу  $M = 6,0$ , відстань до осередку 190 км), величина  $E_z \approx \pm 600$  В/м [Михайлов, 2007]; б) район Карпат, декілька годин до сейсмичної активності (клас землетрусу  $7,0 < M < 7,7$ , відстань до осередку 700 – 750 км), величина  $E_z \approx -250 \div +1000$  В/м [Никифорова, Кубицки, 2005]; в) район Камчатки, декілька діб до сейсмичної активності (клас землетрусу  $4,7 < M < 6,7$ ), величина  $E_z \approx -400 \div -1600$  В/м [Смирнов, 2003, 2005].

Таким чином, аномалії у геофізичних полях, які спостерігаються в сейсмично активних районах на різних висотах від поверхні Землі, проявляють себе не як окремі незалежні процеси, а як складна система взаємопов'язаних процесів, що взаємодіють один з одним. Ця система є істотно нелінійною. У такій системі флуктуації електричного поля мають спрямованість у своєму розвитку, і поширюються знизу від поверхні Землі у верхні шари атмосфери й іоносфери [Sharma et. al., 2011].

## 1.2. Лінійні хмарні аномалії як індикатор літо-атмосферних зв'язків

Коливання атмосфери тісно пов'язані з коливаннями земної кори [Гармаш и др., 1989; Гохберг, Шалимов, 2008; Хазинс, 2012]. Різкі варіації атмосфери (проходження глибоких циклонів, фронтів та ін.) посилюють мікросейсмичні коливання земної кори, які реєструються сейсмичними станціями [Костина, 1958; Адушкин и др, 2006]. Результати обробки і аналізу мікросейсмичних коливань, еманацийного поля природного радону, варіації електричного поля у ґрунті і магнітного поля в приземному шарі атмосфери дозволили визначити кореляційні співвідношення між геофізичними полями на межі земна кора–атмосфера. Відмічений зв'язок зумовлений

неоднорідною структурою земної кори. Як правило, межі аномалій геофізичних полів і відповідних геологічних структур чітко співпадають.

*Лінійні хмарні аномалії.* У ранніх працях з вивчення взаємозв'язку між літосферою та атмосферою, пов'язаних з описом аномалій у хмарному покриві (формування і розпад хмарних структур над геологічними розломами), автори не наводили вихідні супутникові знімки хмарності. Їх дешифрували і представляли як умовну схему у вигляді прямих ліній, нанесених на карту (наприклад, [Ежов, Ищенко, 1983]), що утрудняло сприйняття описаного процесу.

Відповідно до праць [Морозова, 1980; 1988; 1993; 1997], реакція хмарності на сейсмічну подію проявляється у вигляді хмарних лінеаментів — ЛХА над глибинними розломами і складками Землі. У метеорології, за морфологічною класифікацією хмар [Атлас ..., 1957], поняття хмарного лінеамента або хмарної аномалії відсутнє. Тому, слідуючи за працею [Морозова, 1980], під хмарним лінеаментом розумітимемо хмарний масив з великою горизонтальною протяжністю з різко вираженими (прямими або криволінійними) межами, вузькі безхмарні зони всередині хмарних масивів або гряди лінійно витягнутих хмар при безхмарному небі.

З огляду на те, що атмосферу в цілому (до висоти 10 км) можна охарактеризувати як нелінійну термодинамічну систему з фізичними властивостями, які швидко змінюються, не кожен хмарний масив великої горизонтальної протяжності з різко вираженими (прямими або криволінійними межами), а також хмарну смугу можна зв'язати з реакцією на активізацію геологічних розломів Землі. Це пов'язано з тим, що довжини хвиль, що випромінюються геофізичними джерелами, сумірні з масштабами тонкої структури стратифікації температури і вітру в атмосфері. Тому у більшості випадків хмарні смуги пов'язані з внутрішніми змінами в атмосфері, такими як проходження атмосферних фронтів, шквали і шторми [Hobbs, 1981; Rosenfeld et al., 2006].



Однак, якщо над локальною територією встановлюється квазістаціонарний стан атмосфери з малими швидкостями вітру, ефекти, які вносяться у збурення атмосфери над геологічними розломами Землі, проявляють себе більш інтенсивно, що і фіксують супутники у видимому (ТБ) та інфрачервоному (ІЧ) діапазонах (наприклад, [Горный и др., 1986; Гохберг, Шалимов, 2008]), а також натурними спостереженнями [Садовский и др., 1978]. Важливо зазначити, що ЛХА дуже сильно залежать від кліматологічної характеристики регіону. У кожному окремому регіоні морфологічна структура ЛХА проявлятиме себе по-різному.

Проаналізуємо ретроспективно за часом серію супутникових знімків, на яких простежуються аномалії у хмарному покриві, залучаючи дані про сейсмічну активність на території України [Сейсмологический ..., 2002, 2006, 2008].

На супутниковому знімку над північно-західною частиною акваторії Чорного моря (рис. 1.2.1) добре простежується ЛХА, яка тягнеться від центральної частини Румунії, поглиблюючись у Чорне море (на цьому та наступному рисунках ЛХА позначені маркерними лініями, центри землетрусів зірочками). Згідно з роботою [Сейсмологический ..., 2006], 10.05.2006 р. о 02 год. 49 хв. у Карпатах зафіксовані сейсмічні поштовхи класу  $KD = 8,1(6)$ , район Тячева, та о 10 год. 41 хв. — класу  $KD = 8,3(5)$ , Румунія, Мараморш (координати епіцентру  $47,71^\circ$  пн. ш.,  $23,45^\circ$  сх. д.). Епіцентр Румунського землетрусу знаходиться на 250 — 300 км на північний захід від ЛХА і виходить за межі супутникового знімку. Верхня ЛХА відповідає розлому Печеняга-Камена, нижня — розлому, який проходить через Мізійську плиту і глибоководну западину [Старостенко и др., 2010].

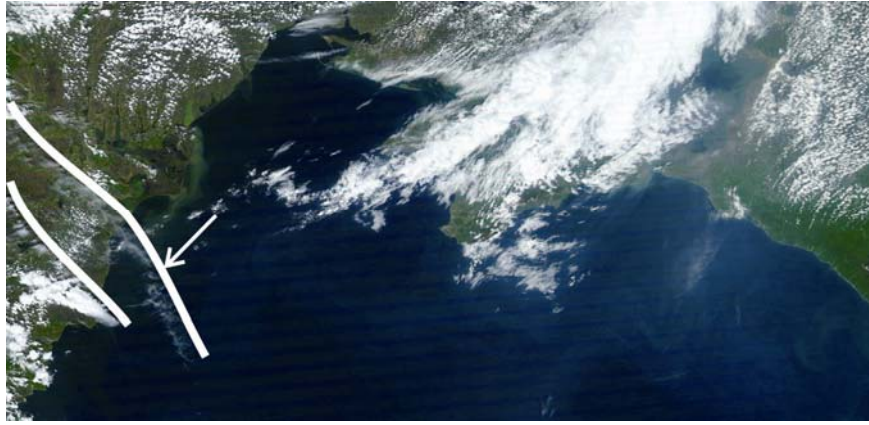


Рис.1.2.1 Лінійні хмарні аномалії на супутниковому знімку хмарності 10.05.2006 р.

На супутниковому знімку хмарності над Чорним морем за 17.05.2006 р. (рис. 1.2.2) ЛХА представлена масивом приземної хмарності у центрі північно-західної частини Чорного моря. ЛХА проіснувала з 09 до 16 UTC і просторово співпала з Одесько-Синопською зоною розломів [Старостенко и др., 2010]. Згідно з працею [Сейсмологический ..., 2006], у Криму сейсмічні поштовхи були зафіксовані 19.05.2006 р. о 23 год. 01 хв., клас  $K_{II} = 11,3(7)$  район 9 — Чорноморська западина (координати епіцентру  $42,43^{\circ}$  пн. ш.,  $36,10^{\circ}$  сх. д.).



Рис. 1.2.2 Лінійна хмарна аномалія на супутниковому знімку хмарності 17.05.2006 р.

На супутниковому знімку Чорного моря і прилеглих акваторій за 27.08.2006 р. (рис. 1.2.3) виразно видно серію ЛХА. У цей період сейсмологічні поштовхи [Сейсмологический ..., 2006] спостерігалися у Карпатах 29.08.2006 р. о 10 год. 33 хв., клас  $KD = 7,3(8)$ , район Сваляви (координати епіцентру  $48,55^\circ$  пн. ш.,  $22,97^\circ$  сх. д.) і в Угорщині 30.08.2006 р. о 06 год. 51 хв., клас  $KD = 6,9(5)$  (координати епіцентру  $48,38^\circ$  пн. ш.,  $21,99^\circ$  сх. д.). У районі Кримського півострова сейсмічні поштовхи спостерігалися 2.09.2006 р. о 12 год. 12 хв., район 3 — Алуштинський (координати епіцентру  $44,56^\circ$  пн. ш.,  $34,52^\circ$  сх. д.), та о 15 год. 26 хв., район 2 — Ялтинський (координати епіцентру  $44,22^\circ$  пн. ш.,  $34,41^\circ$  сх. д.). Згідно з міжнародним каталогом землетрусів (<http://earthquake.usgs.gov/>), 27.08.2006 р. на територіях Румунії, Греції, Туреччини спостерігалися такі землетруси (табл.1.2.1).

Таблиця 1.2.1. Землетруси, зареєстровані 27.08.2006 р.

Час, UTC	Координати, градуси		Магнітуда
	Широта	Довгота	
$10^h 49^m 17^s$	39,46	22,88	3,4
$09^h 16^m 52^s$	45,57	26,48	3,2
$23^h 02^m 22^s$	40,38	25,73	3,4

Ліва серія ЛХА добре узгоджується із Західно-Чорноморським розломом та розломом Південно-Західних Балкан, права серія ЛХА розташована поблизу Одесько-Синопської і Західно-Кримської зон розломів [Старостенко и др., 2010].

На супутниковому знімку північно-західної — північно-східної частин Чорного моря і прилеглих акваторій (рис. 1.2.4) ЛХА знаходяться поблизу південної частини Кримського півострова, а також південніше Таманського півострова. Звертають на себе увагу викиди газу та пари від грязьових вулканів на Таманському півострові у вигляді тонких хмарних струменів (позначені кружечками). 03.10.2008 р. о 15 год. 17 хв. [Сейсмологический ...,

2008] у Криму зафіксований землетрус класу  $K = 7,3$ , район 5 — Керченсько-Анапський (координати епіцентру  $44,27^\circ$  пн. ш.,  $33,17^\circ$  сх. д.).

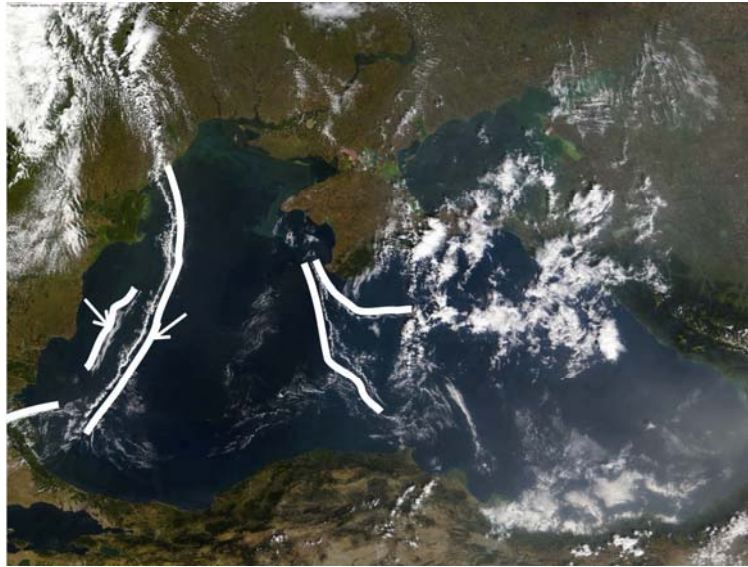


Рис.1.2.3 Лінійні хмарні аномалії на супутниковому знімку хмарності 27.08.2006 р.

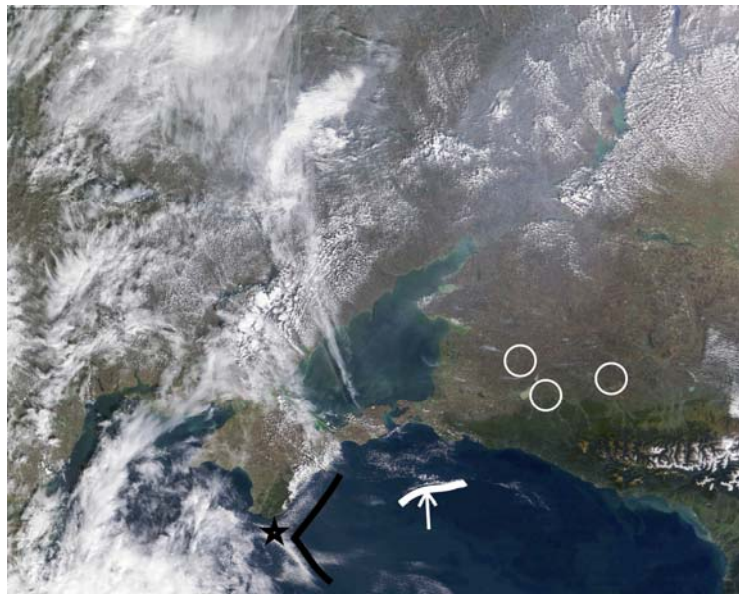


Рис. 1.2.4 Лінійна хмарна аномалія на супутниковому знімку хмарності за 03.10.2008 р.

Як видно з рис. 1.2.4, ЛХА розташовані над насувами западини Сорокіна і Керченсько-Таманського прогину [Старостенко и др., 2010].

На супутниковому знімку Азовського і північно-східної частини Чорного моря (рис. 1.2.5) зафіксоване поширення акустико-гравітаційних хвиль в атмосфері. 07.08.2006 р. о 20 год. 1 хв. [Сейсмологический ..., 2006] у Криму стався землетрус класу  $K_{II} = 6,8$ , район 2 — Ялтинсько-Алуштинський (з координатами епіцентру  $44,29^\circ$  пн. ш.,  $34,20^\circ$  сх. д.). З явищами, які пов'язані з акустико-гравітаційними хвилями в атмосфері, детально описані у монографії [Гохберг, Шалимов, 2008].



Рис 1.2.5 Супутниковий знімок поширення акустико-гравітаційних хвиль в атмосфері 07.08.2006 р.

Таким чином, з наведених вище супутникових знімків (рис. 1.2.1–1.2.5) можна зробити такі припущення: поява ЛХА над геологічними розломами може вказувати на те, що у цьому регіоні активізується сейсмічна активність.

Як видно з рис. 1.2.1–1.2.5, контури хмар виявляються досить вираженими, а за їх допомогою можна проводити картування розломів у шельфових зонах континентів. Знімки з грядками хмар використовував також відомий геолог П. В. Флоренський для пошуку нафтогазоносних областей на Середній Волзі і п-ові Мангишлак на Каспії. Завдяки супутниковим зйомкам з'ясувалося, що протяжність лінійних хмар може досягати декількох сотень і навіть тисяч кілометрів. Незабаром виявили ще одне природне явище,

порівнянне з першим за значимістю, але протилежне за характером: розмивання хмарності над розломом [Морозова, 1980]. Розмивання хмарності може проявлятися двояко: або у вигляді вузького просвіту (каньйону), що виникає в суцільному хмарному покриві, або посередництвом утворення різкої нерухокої лінійної межі хмарного масиву, що насувається на розлом. Усі три види незвичайної хмарності отримали загальну назву — лінійні хмарні аномалії [Морозова, 2005].

З одного боку, очевидно, що це явище не може бути зумовлене виключно атмосферними процесами, оскільки ЛХА прив'язані до геології місцевості — повторюють конфігурацію розломів земної кори. З іншого — існує велика кількість розломів, а на хмарності відображуються лише деякі з них: періодично з'являючись і зникаючи, вони «живуть» упродовж декількох хвилин або годин, а іноді і більше доби. Така причина може бути пов'язана з тим, що розлом впливає на атмосферу тільки в моменти тектонічної або енергетичної активності. Інакше кажучи, лінійні хмарні аномалії мають літосферну природу, а їх поява служить сигналом, який свідчить про початок активізації геодинамічних процесів.

Починаючи з часу, коли доступ до метеорологічних супутникових знімків відкрили широкому науковому співтовариству, до наших днів вдалося накопити достатньо інформації, щоб встановити взаємозв'язок між землетрусом, що насувається, і певним станом хмарності. Зокрема, було встановлено, що скупчення ЛХА виникають за декілька годин (іноді 1–2 доби) до землетрусу [Морозова, 2008].

У деяких випадках на одному і тому ж знімку над різними розломами або різними ділянками одного розлому є і гряди, і каньйони. Вочевидь, геодинамічна активність може призводити як до генерації, так і до деградації хмарності залежно від стану атмосфери. Так, згідно з роботою [Морозова, 2011] окрім лінійних хмарних аномалій, зумовлених дією розривних порушень літосфери, провісником землетрусів також можуть служити хмарні масиви неатмосферної природи, що виникають у регіоні осередку

напередодні поштовху. Ймовірно, вони зумовлені викидом флюїдів з надр. Ці ЛХА виникають як напередодні поштовху, так і після нього, і зберігають своє положення у просторі від декількох годин до багатьох діб. Наприклад, згідно [Li, et. al., 2009] у період катастрофічного землетрусу в Китаї 12 травня 2008 р. коротка гряда таких хмар, яка виникла за добу до першого поштовху над активним розломом поблизу епіцентру, спостерігалася більше місяця, що свідчило про збереження сейсмічної активності.

Аномальні хмарні явища виникають і в результаті техногенних землетрусів: сейсмічність, яка наводиться, ініціює активізацію розломів, і вони стають джерелами потужного випромінювання. Так, наприклад, одразу після підземного ядерного вибуху навколо полігону спостерігалися ЛХА, які зникали і знову виникали упродовж наступних двох тижнів [Морозова, 1994].

Гірські хребти і масиви створюють великі збурення у розподілі повітряних течій, хмарності. Явище утворення паралельних гряд хмар на підвітряному боці гірських хребтів через неоднорідності рельєфу у метеорології називають орографічною хмарністю. Повітряний потік перетинає гірський хребет, і з його підвітряного боку формуються хвилі. У висхідних холодних потоках цих хвиль утворюються гряди хмар, а в теплих низхідних – безхмарні проміжки. Такі ж хвилі в атмосфері виникають і за островами в океані.

Якщо орографічні хмари поширюються по повітряному потоку в одному напрямі, то гряди сейсмогенних хмар взаємно перетинаються, утворюючи решітку. У період недавнього катастрофічного землетрусу в Японії така конфігурація хмарних полів спостерігалася біля Курильських островів [Морозова, 2011] і це явище не було викликане орографічним впливом або температурними неоднорідностями над водною поверхнею. Зберігалася вона не більше двох годин, після чого на місці цієї «сітки» залишилися тільки хмарні смуги широтної орієнтації (уздовж географічної паралелі — із заходу на схід). Така швидка перебудова в атмосфері була зумовлена, очевидно, великою енергетичною потужністю літосферних процесів.

Згідно з роботою [Pulinets et al., 2014] 23 серпня 2011 р. стався сильний землетрус у штаті Вірджинія (США). Про майбутню подію могли повідомити одразу два типи хмарних провісників, які з'явилися за добу до першого підземного поштовху. Над регіоном землетрусу на тлі «сітки» з хмарних смуг утворилися ширші безхмарні каньйони. Крім того, у цей самий час протяжні ЛХА спостерігалися на значній відстані — сотні кілометрів від цього регіону, над Атлантичним океаном, причому епіцентр розташовувався на продовженні наземної проекції однієї з цих аномалій.

Таким чином, основним чинником, що призводить до появи ЛХА над сейсмічними регіонами, є різка іонізація примежового шару атмосфери, а також теплові аномалії на поверхні Землі. Вертикальна конвекція, яка виникає внаслідок виділення прихованої теплоти випаровування за рахунок конденсації пари води на іонах, виносить кластерні іони вгору, що призводить до витіснення легких іонів і зміни провідності атмосфери в примежовому шарі. У свою чергу, вертикальне електричне поле над розломами підтримує лінійну структуру потоків кластерних іонів — ядер конденсації, що призводить до утворення лінійних хмарних структур [Бельй, Зеленин, 2012, 2013].

### **1.3. Проблеми атмосферної електрики у системі літосфера – атмосфера – іоносфера**

Основна маса відомостей про електрику атмосфери була накопичена у результаті наземних вимірів. Тільки до кінця п'ятдесятих років ХХ ст. були зроблені декілька досліджень, що дало змогу отримати безпосередні дані про електрику вільної атмосфери, однак вони були розрізнені і не дозволяли виявити типову картину електричної структури вертикальних розрізів атмосфери. У результаті виявилось, що, незважаючи на велику тривалість атмосферно-електричних вимірів, яка налічують більше 100 років, абсолютно не вивчені макроелектричні характеристики хмар і не з'ясована їхня роль у



загальній схемі атмосферно-електричних процесів. Так, згідно з працями з дослідження добових варіацій атмосферного електричного поля і полярної провідності атмосферного повітря [Имянитов, Чубарина, 1964; Чалмерс, 1974; Филиппов, 1979; Singh et al., 2004; Петров и др., 2010; Редин, Куповых, 2011; Кудринская и др., 2012; Болдырев и др., 2013] був уведений термін «глобальні і локальні зміни». Перші визначалися роботою глобального атмосферного електричного ланцюга, а їхні варіації співпадали з глобальними унітарними варіаціями. Другі (локальні) відповідали місцевому часу і корелювали з такими атмосферними характеристиками, як сонячне прогрівання суші, тумани, конвекція тощо.

Круг властивостей атмосфери, які метеорологія повинна враховувати і вимірювати, стрімко розширюється, підштовхуючи міжнародне співтовариство до вивчення електричних властивостей вільної атмосфери. Зокрема, у період міжнародного геофізичного року і міжнародної геофізичної співпраці 1958 — 1959 рр. тільки в колишньому СРСР літакове зондування проводилося у трьох пунктах: Ленінграді, Києві і Ташкенті [Матеріали..., 1963, 1964, 1965]. Аналогічні болонніспост ереження велися в Японії, Франції, Німеччині та ін.

Дослідження електрики атмосфери і хмар, які проводяться у помітно прискорювальному темпі, стимулюються сьогодні рядом завдань, поставлених як метеорологами, так і представниками інших спеціальностей. Незважаючи на хороші результати при вивченні процесів у хмарах, багато з них до теперішнього часу вивчено на недостатньому рівні. До таких процесів можна віднести процеси електризації хмарних частинок, гідротермодинаміку суперосередків, вплив електричного поля на мікрофізичні процеси, а також зворотній вплив мікроструктури хмари на заряд і поле.

Брак експериментального матеріалу компенсує математичне моделювання, яке дозволяє детально вивчати як окремі фізичні процеси, так і їх взаємодію між собою. Безперечною перевагою моделювання є той чинник,

що воно дає змогу вивчати недоступні або малодоступні для експериментального дослідження процеси.

Тільки нещодавно вдалося за допомогою нових експериментальних даних отримати уявлення про грозову електрику, оптичні явища, розподіл електричних полів в атмосфері, частково систематизувати ці дані, а також отримати глибше розуміння фізичних процесів в галузі атмосферної електрики [Базелян, Райзер, 2000; Гревич, Зыбин, 2001; Rakov, Uman, 2003; Fullekrug et al., 2006; Markson, 2007; Rycroft et al., 2008; Смирнов, 2014].

Більшість моделей, що вивчають атмосферну електрику, тісно пов'язана з чисельними моделями провідних країн світу. В останні десятиліття кращі системи асиміляції даних реалізовані у прогностичній системі ECMWF, у моделі MM5 (Університет штату Пенсильванія, США), у моделі GFS (Національна служба погоди США) і моделі WRF (Національний центр атмосферних досліджень і Національний центр передбачення стану довкілля, США).

Якщо розглядати вивчення електрики атмосфери дослідниками інших спеціальностей, то варто відзначити тут моделі, пов'язані зі взаємодією літосфери — атмосфери — іоносфери (Lithosphere – Atmosphere – Ionosphere Coupling Models) [Liu et al., 2000, Зубков, 2002; Liu et al., 2006; Kamogawa, 2006; Liperovsky et al., 2008; Hayakawa et al., 2010; Meister et al., 2011; Kim et al., 2012; Корсунова и др., 2013]. Ці моделі є більшою мірою емпіричними (чи статистичними), отримувані шляхом усереднювання великої кількості спостережень, є таблицями заздалегідь оброблених даних спостережень або формулами, що апроксимують дані вимірів. Такий вид моделей може описувати поведінку тільки тих параметрів і в тих областях, для яких є достатня кількість результатів спостережень.

Окрім того, через усереднювання такі моделі не можуть відтворювати розподіли параметрів, що відповідають яким-небудь нестандартним умовам, наприклад, поява лінійних хмарних аномалій над сейсмічно активними регіонами.

Незважаючи на значний інтерес до проблеми, виконувані дослідження не повною мірою об'єднані ідеологічно і концептуально та досить розрізнені. Недоліками таких моделей є те, що вони сильно залежать від вибраних предикторів.

Інші моделі, які описують літосферно-іоносферні зв'язки, базуються на збуреннях приземного електричного шару атмосфери (електродний ефект) і передачі електромагнітного імпульсу у верхні шари атмосфери. Вперше модель нестационарного електродного ефекту, початковими рівняннями якої є рівняння балансу для концентрації легких іонів і рівняння Пуассона, була розглянута у праці [Latham, 1972]. Модель є спрощеною, і багато параметрів у ній константи. Подальші дослідження у цьому напрямі були розвинені у працях [Куповых и др., 1998, 2005,а,б; Kalinin et al., 2016], де побудовані і чисельно реалізовані нестационарні моделі електродинамічного стану приземного шару в наближеннях класичного і турбулентного електродного ефекту. До недоліків таких моделей можна віднести те, що вони не є самоузгодженими.

Попри те, що нині існує широкий спектр детальних чисельних прогностичних мікрофізичних і електричних моделей, усі вони є «bulk» моделями (гуртові із зашитими модулями), які не можна використовувати для індивідуального фізичного моделювання. Тому у цій роботі розроблена тривимірна нестационарна модель конвективних хмар з детальним описом термодинамічних, мікрофізичних та електричних процесів, яка дозволяє отримувати науково обґрунтовані уявлення про вплив електричного поля атмосфери на мікрофізичні та електричні процеси у хмарах.

Для умов «гарної погоди» розроблена одномірна глобальна модель самоузгодженого поля атмосфери, що описує стратифікацію хмарності і появу ЛХА над сейсмічно активними регіонами.

## Висновки до розділу 1

Раніше вважалося, що електричне поле атмосфери поблизу поверхні Землі регулюється погодою [Чалмерс, 1974]. Проте, в останнє десятиліття накопичено досить багато експериментального матеріалу який свідчить про зв'язок атмосферної електрики з землетрусами, виверженнями вулканів і деякими іншими явищами, що відбуваються на Землі, навколосемному космічному просторі [Смирнов, 2005; Arason et al., 2011; Тимофеев, Шульгина, 2013; Мареев и др., 2016]. Відкриття сейсмоіоносферного ефекту вказує на зв'язок літосфери з іоносферою, причому передбачається, що цей зв'язок здійснюється акустичними хвилями [Поиски ..., 1974; Гохберг, Шалимов, 2008]. Не спростовуючи цієї гіпотези, відзначимо, що можливі інші механізми зв'язку приземних явищ з іоносферними, зокрема, цей зв'язок може реалізуватися через електромагнітне поле.

Дотепер не існує загальноприйнятої точки зору, що дозволяє інтерпретувати спостереження за іоносферою сейсмічно активних регіонів, хоча немає недоліків в гіпотезах. Незважаючи на це, існує, щонайменше три основних механізми взаємодії між літосферою, атмосферою і іоносферою в сейсмічно активних регіонах. Ці механізми можуть бути пов'язані з «поршневим» рухом земної кори, що має блокову структуру; нестабільними тепловими аномаліями, викликаними виходом парникових газів в атмосферу в розломних зонах земної кори; надходженням маси літосферних газів, а саме, виділенням радону  $Ra^{222}$  перед землетрусом з масиву гірських порід в областях їх пружної деформації. Ще одним непрямим механізмом літо—атмосферних зв'язків в реальному часі виступає різке збільшення лінійних хмарних аномалій в зонах активізації розломів за даними оперативного супутникового аналізу (супутникові знімки в видимому ТВ і інфрачервоному ІК діапазонах). Дана методика розроблена Л.І. Морозовою [Морозова, 2005] і дає високу оперативність у використанні, так як включає в себе тільки один інтегральний показник атмосфери – супутникові знімки хмарності.

Більшість існуючих гіпотез і моделей, в своїй основі, виявляють підвищений інтерес до процесів, що відбуваються в конвективному атмосферному граничному шарі, а в дослідженнях електрики гарної погоди – електродному ефекту. Моделі досить коректно описують електроаеродинамічний стан атмосфери, однак існують деякі труднощі опису електричних і мікрофізичних характеристик по вертикалі в тропосфері. Це пов'язано з тим, що до сьогодні залишаються маловивченими мікрофізичні і особливо електричні процеси в конвективних хмарах. Такий стан справ пояснюється їх складністю та суттєвою недоступністю для експериментального дослідження. У зв'язку з цим розробка чисельних моделей хмар і вивчення на їх основі різних питань хмаро– і опадоутворення, а також електричних процесів, що впливають на коагуляцію хмарних частинок, є важливими науково-прикладними проблемами.

### Перелік використаних джерел до розділу 1

1. Адушкин В.В. Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Соловьев С.П. Динамические процессы в системе взаимодействующих геосфер на границе земная кора–атмосфера. *Физика Земли*. **2006**. № 7. С. 34–51.
2. Адушкин В.В., Локтев Д.Н., Спивак А.А. Влияние барических возмущений атмосферы на микросейсмические процессы в земной коре. *Физика Земли*. **2008**. № 6. С. 77–85.
3. Адушкин В. В. Спивак А.А. Физические поля в приповерхностной геофизике. Москва: Геос, **2014**. 358 с.
4. Алексеев А.С., Аксенов Н.Н. Об электрическом поле в очаговой зоне землетрясений. *ДАН*. **2003**. Т. 392, № 1. С. 106–110.
5. Алексеенко В.В., Гаврилюк Ю.М., Громушкин Д.М., Джаппуев Д.Д., Куджаев А.У., Кузьминов В.В., Михайлова О.И., Стенькин Ю.В., Степанов В.И. Связь вариаций потока тепловых нейтронов из земной

- коры с лунными периодами и сейсмической активностью. *Физика Земли*. **2009**. № 8. С. 91–100.
6. Антонова В.П., Володичев Н.Н., Крюков С.В., Чубенко А.П., Щенетов А.П. Результаты детектирования тепловых нейтронов на Тянь-Шане в разных гелиогеофизических условиях. *30-я Всерос. конф. по космическим лучам (ВККЛ)*: Тез. докл. Санкт-Петербург, 2008. С. 156–160.
  7. *Атлас облаков* / под ред. А.Х. Хргиана. Ленинград: Гидрометеиздат, **1957**. 68 с.
  8. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией. *УФН*. **2000**. Т. 170. С. 753–769.
  9. Болдырев А.С., Болдырева К.А., Куповых Г.В., Пестов Д.А., Пестов О.В., Редин А.А. К вопросу о мониторинге электрического поля атмосферы по данным наземных наблюдений. *Современные проблемы науки и образования*. **2013**. № 6. С. 875–883.
  10. Войтов Г.И., Добровольский И.П. Химические и изотопно-углеродные нестабильности потоков природных газов в сейсмически активных регионах. *Физика Земли*. **1994**. № 3. С. 20–31.
  11. Войтов Г.И. Мониторинг радона атмосферы подпочв сейсмически активной Средней Азии. *Физика Земли*. **1998**. № 1. С. 27–38.
  12. Гармаш С.В., Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Швед Г.М. Возбуждение колебаний атмосферы сейсмогравитационными колебаниями Земли. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. **1989**. Т. 25, № 12. С. 1290–1299.
  13. Горный В.И., Сальмак А.Г., Тронин А.А., Шилин Б.В. Уходящее инфракрасное излучение Земли — индикатор сейсмической активности. *Докл. АН СССР*. **1988**. Т. 301, № 1. С. 67–69.
  14. Горшков Г.В., Зябкий В.А., Лядковский Н.М., Цветков О.С. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. Москва: Атомиздат, **1966**. 411 с.
  15. Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на атмосферу. Москва: Наука, **2008**. 295 с.

16. Гохберг М.Б., Адушкин В.В., Войтов Г.И., Пушкин М.Г., Кривомазова М.Г., Зельдина Б.Б. О реакции свободных газов Хибин на промышленный взрыв. *Докл. АН СССР*. **1989**. Т. 308, № 5. С. 1082–1087.
17. Гуревич А.В., Зыбин К.П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы. *УФН*. **2001**. Т. 171. С. 1177–1199.
18. Гуфельд И.Л., Матвеева М.И. Барьерный эффект дегазации и деструкция Земной коры. *Докл. РАН*. **2011**. Т. 438, № 2. С. 253–257.
19. Добровольский И.П. Гравитационные предвестники тектонических землетрясений. *Физика Земли*. **2005**. № 4. С. 23–28.
20. Дода Л.Н., Мартынов О.В., Пахомов Л.А., Натяганов В.Л., Степанов И.В. Наземно-космический мониторинг и прогноз мегаземлетрясения в Японии 11 марта 2011 г. *Наука и технол. разработки*. **2011**. Т. 90, № 1. С. 35–44.
21. Ежов Б.В., Ищенко Л.И. Отражение тектонических структур в строении облачного и ледового покровов. *Морфоструктурные исследования на Дальнем Востоке*. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, **1983**. С. 114–119.
22. Зубков С.И. Предвестники землетрясений. Москва: ОИФЗ РАН, **2002**. 140 с.
23. Имянитом И.М., Чубарина Е.В. Годовой ход электрического потенциала атмосферы на высоте 6000 м и заряда столба воздуха в слое 0–6000 м. *Тр. ГГО*. **1964**. Вып. 157. С. 9–21.
24. Корсунова, Л.П., Хегай, В.В., Михайлов, Ю.М., Смирнов, С.Э. Закономерности в проявлении предвестников землетрясений в ионосфере и приземных атмосферных электрических полях на Камчатке. *Геомагнетизм и Аэрономия*. **2013**. Т. 53, № 2. С. 239–246.
25. Костина А.Ф. О связи микросейсмических колебаний, наблюдаемых в Крыму, с метеорологической обстановкой над Черным морем. *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.* **1958**. № 8. С. 1029—1032.
26. Красногорская Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Ленинград: Гидрометиздат, 1972. 323 с.

27. Кужевский Б.М., Нечаев О.Ю., Шаврин П.И. Анизотропия тепловых нейтронов в атмосфере Земли. *Геомагнетизм и аэрономия*. **1995**. Т. 35, № 2. С. 116–121.
28. Кудринская Т.В., Болдырева К.А., Новикова О.В., Пестов Д.А., Болдырев А.С., Редин А.А., Князева З.М. Исследование вариаций атмосферного электрического поля на разных уровнях у земли. *Научная мысль Кавказа*. **2012**. № 4(72). С. 95–98.
29. Куповых Г.В., Морозов В.Н., Шварц Я.М. Теория электродного эффекта атмосфере. Таганрог: ТРТУ, **1998**. 122 с.
30. Куповых Г.В., Марченко А.Г., Морозов В.Н. Электрическая структура нестационарного приземного слоя в приближении классического электродного эффекта. *Известия высших учебных заведений. Сев.-Кав. регион. Естественные науки. Приложение № 4*. **2005**. С. 31–37.
31. Куповых Г.В., Марченко А.Г., Морозов В.Н. Электрическая структура нестационарного приземного слоя в приближении турбулентного электродного эффекта. *Известия высших учебных заведений. Сев.-Кав. регион. Естественные науки. Приложение № 5*. **2005**. С. 46–51.
32. Мареев Е.А., Стасенко В.Н., Булатов А.А., Дементьева С.О., Евтушенко А.А., Ильин Н.В., Кутерин Ф.А., Слюняев Н.Н., Шаталина М.В. Российские исследования атмосферного электричества в 2011–2014 гг. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*, **2016**. Т. 52, №2. С. 175–186.
33. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Москва: Гидрометеиздат, **1984**. 803 с.
34. Мушкетов И.В., Мушкетов Д.И. Физическая геология. Ленинград; Москва: ОНТИ НКТП, **1935**. Т. 1. 908 с.
35. Михайлов Ю.М. О свойствах предвестников землетрясений в электростатическом поле в приземной атмосфере. *Физика Земли*. **2007**. № 4. С. 76–80.



36. Морозова Л.И. Проявление Главного Уральского разлома в поле облачности на космических снимках. *Исследование Земли из космоса*. 1980. № 3. С. 101—103.
37. Морозова Л.И. Облачные автографы земных недр. *Природа*. 1988. № 5. С. 55—56.
38. Морозова Л.И. Облачные индикаторы геодинамики земной коры. *Физика Земли*. 1993. № 10. С. 108—112.
39. Морозова Л.И. Реакция облачности на атомные испытания. *Физика земли*. 1994. № 1. С. 89—90.
40. Морозова Л.И. О современных тектонических процессах Туранской плиты и ее горного обрамления (по динамике линейных облачных аномалий над разломами и землетрясениям). *Физика Земли*. 1997. № 5. С. 65—72.
41. Морозова Л.И. Спутниковый мониторинг землетрясений. Владивосток: Дальнаука, 2005. 137 с.
42. Морозова Л.И. Облака предвестники землетрясений. *Гипотезы и факты*. 2008. С. 104—115.
43. Морозова Л.И. Облака – предвестники землетрясений. *Наука из первых рук*. 2011. № 4(40). С. 104—115.
44. Никифорова Н.Н., Кубицки М. Возмущения атмосферно-электрического поля литосферной и магнитосферной природы. *Вторая Всероссийская школа-семинар по электромагнитным зондированиям Земли, г. Москва, 28—10 нояб. 2005 г.: Тез. докл.* Москва, 2005. С. 90.
45. Петров А.И., Петрова Г.Г., Панчишкина И.Н., Кудринская Т.В. Результаты многолетних экспедиционных атмосферно-электрических исследований в приземном слое. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Физика атмосферы*. 2010. (спец. вып.) С.73—76.
46. Поиски предвестников землетрясений на прогностических полигонах. Москва: Наука, 1974. 202 с.

47. Пулинец С.А., Хегай В.В., Боярчук К.А., Ломоносов А.М. Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы. *УФН*. **1998**. Т.168, № 5. С. 582—589.
48. Редин А.А., Куповых Г.В. К вопросу о происхождении глобальных и локальных вариаций электрического поля вблизи поверхности земли. *Изв. вузов. Сер. Естественные науки*. **2011**. № 1. С. 87–90.
49. Рудаков В.П. Отображение геодеформационных процессов сезонной (годовой) периодичности в динамике ноля подпочвенного радона. *Докл. РАН*. **1992**. Т. 324, № 3. С. 558–561.
50. Руленко О.П., Дружин Г.И., Вершинин Е.Ф. Измерения атмосферного электрического поля и естественного электромагнитного излучения перед Камчатским землетрясением 13.11.1993 г. М=7.0. *Докл. РАН*. **1996**. Т.348, № 6. С. 814–816.
51. Садовский М.А., Баннов Ю.А., Мирзоев К.М., Негматуллаев С.Х. Явление сбоя равновесного состояния функций температуры и давления в атмосфере и замкнутых объемах перед землетрясениями. *Прогноз землетрясений*. **1978**. № 3. С. 242–266.
52. Сейсмологический бюллетень Украины за 2002 г. Симферополь, **2004**. 132 с.
53. Сейсмологический бюллетень Украины за 2006 г. Симферополь, **2008**. 134 с.
54. Сейсмологический бюллетень Украины за 2008 г. Севастополь, **2010**. 180 с.
55. Смирнов Б.М. Электрический цикл в земной атмосфере. *УФН*. **2014**. Т.184, № 11. С. 1153–1176.
56. Смирнов В.В. Электризация аэрозоля, обводняющегося в биполярно ионизированном воздухе. *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. **2010**. Т.46. С. 321–331.
57. Смирнов С.Э. Аномалии поведения напряженности электрического поля перед землетрясениями по наблюдениям магнитной обс. Паратунка за

- 1997–2002 годы. *Пятая Российская конференция по атмосферному электричеству. Сб. трудов в двух томах.* Владимир: Транзит ИКС. 2003. Т. 2. С. 72–75.
58. Смирнов С.Э. Особенности отрицательных аномалий квазистатического электрического поля на Камчатке. *Геомагнетизм и аэрономия.* **2005.** Т.45, № 2. С. 282–287.
59. Спивак А.А., Кожухов С.А. Пространственно-временные вариации природного радона в подпочвенной атмосфере. *Докл. РАН.* **2004.** Т.394. №5. С. 686–688
60. Спивак А.А., Кишкина С.Б., Локтев Д.Н., Лукашев Б.Г., Соловьев С.П., Харламов В.А., Эльтеков Д.А. Результаты комплексных инструментальных наблюдений на геофизическом полигоне ИДГ РАН «Михнево». *Динамика взаимодействующих геосфер.* Москва: ИДГ РАН. **2004.** С. 13–25.
61. Старостенко В.И., Макаренко И.Б., Русаков О.М., Пашкевич И.К., Кутас Р.И., Легостаева О.В. Геофизические неоднородности литосферы мегавпадины Черного моря. *Геофизический журнал.* **2010.** Т.32, № 5. С. 3–20.
62. *Таблицы физических величин. Справочник / под ред. акад. И.К. Кикоина.* Москва: Атомиздат, **1976.** 1008 с.
63. Тимофеев Ю.М., Шульгина Е.М. Российские исследования в области атмосферной радиации в 2007–2010 гг. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана,* **2013.** Т. 49, № 1. С. 19–36.
64. *Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика). Справочник геофизика / под ред. Н.Б. Дортмана.* Москва: Недра, **1984.** 485 с.
65. Филиппов А.Х. Спектральная структура и особенное анализа данных атмосферного электричества. *Труды конф. «Проблемы гидрометеорологических информационных»,* 1979. Москва: Обнинск. С. 67–68.

66. Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества. Москва: КомКнига, 2007. 160 с.
67. Хазинс В.М. Моделирование медленных турбулентных течений в атмосфере инициированных литосферными источниками возбуждений. *Физика земли*. 2012. № 3. С. 93–100.
68. Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. Ленинград: Гидрометеиздат, 1974. 421 с.
69. Шулейкин В.Н. Атмосферное электричество и физика Земли. Москва: ООО "ФЭД", 2006. 159 с.
70. Шулейкин В.Н. Атмосферно электрическое поле над скоплением углеводородов. *Актуальные проблемы нефти и газа*. 2010 [электронный ресурс]. Режим доступа: [http://oilgasjournal.ru/vol\\_2/articles/2.html](http://oilgasjournal.ru/vol_2/articles/2.html)
71. Arason P., Bennett A.J., Burgin L.E. 2011. Charge mechanism of volcanic lightning revealed during the 2010 eruption of Eyjafjallajokull. *Journal of Geophysical Research*. E116, B9. doi: 10.1029 2011JB008651.
72. Bennett A.J., Harrison R.G. 2008. Variability in surface atmospheric electric field measurements. *Journal of Physics: Conference Series*. 142. Number 1, 012046. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/142/1/012046>.
73. Kalinin A.V., Leont'ev N.V., Terent'ev A.M., Umnikov E.D., 2016. Integration of the Equations of Classical Electrode-Effect Theory with Aerosols. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 58. Issue 11, 858–867. DOI 10.1007/s11141-016-9660-3.
74. Dobrovolsky I.P., Zubkov S.I., Myachkin V.I. 1979. Estimation of the size of earthquake preparation zones. *Pure and Applied Geophysics*. 117, 1025–1044.
75. Fullekrug M., Mareev E.A., Rycroft M.J. 2006. Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges. Springer, New York. 398 p.
76. Harrison R.G. 2012. Aerosol-induced correlation between visibility and atmospheric electricity. *Journal of Aerosol Science*. 52, 121–126. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jaerosci.2012.04.011>

77. Hayakawa M. **2009**. Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. *Transworld Research Network*, Trivandrum. 279 p.
78. Hayakawa M., Kasahara Y., Nakamura T., Muto, F., Horie T., Maekawa S., Hobara Y., Rozhnoi A.A., Solovieva M., Molchanov O.A. **2010**. A statistical study on the correlation between lower ionospheric perturbations as seen by subionospheric VLF/LF propagation and earthquakes. *Journal of Geophysical Research*. 115, A09305. doi:10.1029/2009JA015143.
79. Hobbs P.V. **1981**. Mesoscale structure in midlatitude frontal system. *Proc. JAMAP Symp.*, Hamburg, Aug., 1–8.
80. Junge C. **1955**. The size distribution of natural aerosols as determined from electrical and optical data of the atmosphere. *Journal of Meteorology*, 12, 13–25. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1955\)012<0013:TSDAAO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1955)012<0013:TSDAAO>2.0.CO;2).
81. Kamogawa M. **2006**. Preseismic Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling. *Eos*. 87, Issue 40, 417–419.
82. Kim V.P., Liu J.Y., Hegai V.V. **2012**. Modeling the pre-earthquake electrostatic effect on the F region ionosphere. *Advances in Space Research*. 50, 1524–1533.
83. Latham D.G., Poor H.W. **1972**. A time dependent model of the electrode effect. *Journal of Geophysical Research*. 77, Issue 15, 2669–2676.
84. Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G. **2008**. Planetary Atmospheric Electricity. New York: Springer. 532 p.
85. Liperovsky V.A., Pokhotelov O.A., Meister C.-V., Liperovskaya E.V. **2008**. Physical Models of Coupling in the Lithosphere—Atmosphere—Ionosphere System before Earthquakes. *Geomagnetism and Aeronomy*. 48, Issue 6, 795–806.
86. Li L.-X., Wu. J.-P. Liu S.-J. **2009** Space Observed Two Abnormal Linear Clouds before Wenchuan Earthquake. In: *3rd IASME/WSEAS International Conference on Geology and Seismology, Cambridge, 24-26 February 2009*, 138–143.

- 87.Liu J.Y., Chen Y.I., Pulinets S.A., Tsai Y.B., Chuo Y.J. **2000**. Seismo-ionospheric signatures prior to M >6.0 Taiwan earthquakes. *Geophysical Research Letter*. 19, 3113–3117.
- 88.Liu J.Y., Chen Y.I., Chuo Y.J., Chen C.S. **2006**. A statistical investigation of preearthquake ionospheric anomaly. *Journal of Geophysical Research*. 111. A05304. doi:10.1029/2005JA011333.
- 89.Meister C.-V., Mayer B., Dzikndziel P., Fiilbert F., Hoffmann D.H.H., Liperovsky V.A. **2011**. On the acoustic model of lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling before earthquakes. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 11, 1011–1017.
- 90.Markson R. **2007**. The Global Circuit Intensity: Its Measurement and Variation over the Last 50 Years. *Bull. Am. Met. Soc.* 88, 223–241.
- 91.Pulinets S., Ouzounov D. **2011**. Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling (LAIC) model an unified concept for earthquake precursors validation. *Journal of Asian Earth Sciences*. 41, 371–382.
- 92.Pulinets S.A., Morozova L.I., Yudin I.A. **2014**. Synchronization of atmospheric indicators at the last stage of earthquake preparation cycle. *Research in Geophysics.*, 4:4898, 45–50
- 93.Rycroft M.J., Harrison R.G., Nicoll K.A., Mareev E.A. **2008**. An Overview of Earth's Global Electric Circuit and Atmospheric Conductivity. *Space Sci. Rev.* 137, Issue 1–4, 83–105.
- 94.Rakov V.A., Uman M.A. **2003**. Lightning: Physics and Effects. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 687 p.
- 95.Roelofs E. **1998**. Radon and rocks deformations. *Nature*. **399**, 104–105.
- 96.Roffman A. **1972**. Short-lived daughter ions of radon 222 in relation to some atmospheric processes. *Journal of Geophysical Research*. 77, 5883–5899.
- 97.Rosenfeld D., Kaufman Y.J., Koren I. **2006**. Switching cloud cover and dynamical regimes from open to closed Benard cells in response to the suppression of precipitation by aerosol. *Atmos. Chem. Phys.* 6, 2503–2511.

98. *Ruhnke L.H.* **1966**. Visibility and Small-Ion Density. *Journal of Geophysical Research*. 71. Issue 18, 4235–4241.
99. *Sagalyn R.C., Faucher G.A.* **1954**. Aircraft investigation of the large ion content and conductivity of the atmosphere and their relation to meteorological factors. *Journal Atmospheric Terrest. Phys.* 6, 253–272.
100. *Sharma A.K., Patil A., Bhonsle R., Vhatkar R.S. Subrahmanyam P.* **2011**. Seismic effects in F2 region related to electron temperature. *Geofizicheskiy Zhurnal*. 33. Issue 2, 105–115. DOI: <https://doi.org/10.24028/gzh.0203-3100.v33i2.2011.117302>.
101. *Singh D.K., Singh R.P., Kamra A.K.* **2004**. The electrical environment of the earths atmosphere: A review. *Space Science Reviews*. 113. Issue 3–4, 375–408. <https://doi.org/10.1007/s11214-005-0853-x>.
102. *Toutain J.P., Baubron J.C.* **1998**. Gas geochemistry and seismotectonics: a review. *Tectonophysics*. 304, 1–27.
103. *Yasuoka Y., Igarashi G., Ishikawa T., Tokonami S., Shinogi M.* **2006**. Evidence of precursor phenomena in the Kobe earthquake obtained from atmospheric radon concentration. *Applied Geochemistry*. 21, 1064–1072.

## РОЗДІЛ 2. ЗАГАЛЬНИЙ СТАН ЕЛЕКТРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРИ

### 2.1. Гіперполяризованість електронів у атмосфері

Якщо розглянути вольт–амперну характеристику (ВАХ) атмосфери з висотою, то її умовно можна розділити на такі області [Niall, 2011]: фонові іонізація, струм  $I \sim 10^{-12} \div 10^{-9}$  А; зона насичення,  $I \sim 10^{-9} \div 10^{-7}$  А; передтаунсендівський і таунсендівський розряди,  $I \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$  А. Шари від 20 км до термосфери характеризуються областю коронувальних розрядів, де струм  $I$  має порядок  $10^{-6} \div 10^{-3}$  А. Схематично ВАХ зображена на рис. 2.1.1.

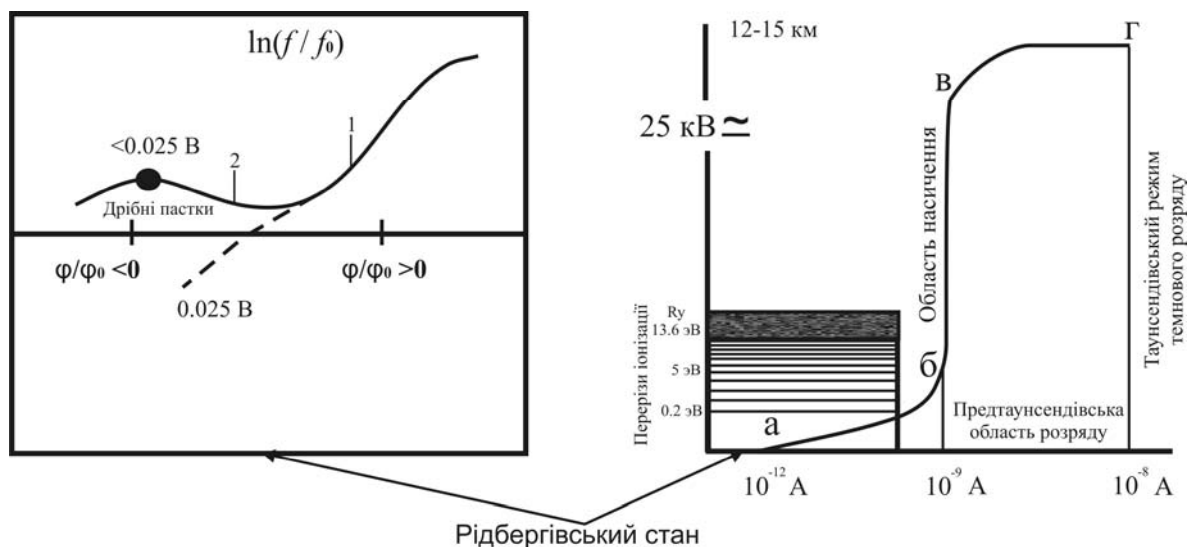


Рис. 2.1.1 Схематичне представлення ВАХ атмосфери: *A* — фонові іонізація (термалізовані електрони, збуджений та рідбергівський стан атомів або молекул); *1* — траєкторія вільних електронів; *2* — падіння електрона на центр [Ткачев, Яковленко, 1997, *a*]; *B* — *a, б* — фонові іонізація; *б, в* — область насичення або замикання (область збіднена носіями); *в, г* — передтаунсендівська область розряду; *г* — таунсендівський режим темного розряду.



У реальних умовах ВАХ атмосфери істотно складніші, ніж представлені схеми розділення на області. Згідно з працею [Nayaakawa, 2009] в атмосфері реалізуються автоколивання, збудження якихось коливальних «ланок» або суперпозиція цих двох видів. Кожен горизонт («ланка») має свою гістерезисну петлю (див. рис. 2.1.2, б). Особливо це проявляється у нижньому шарі атмосфери (тропосфера), де домінуючими є процеси, пов'язані з турбулентністю та гідродинамічним перемішуванням.

На рис. 2.1.2 представлений експериментальний профіль ВАХ атмосфери до висоти 30 км, побудований за даними балонних спостережень за серпень 1972 р., Кагосима (Японія) [Матеріали ..., 1972] у координатах: атмосферний струм — напруженість, провідність — напруженість.

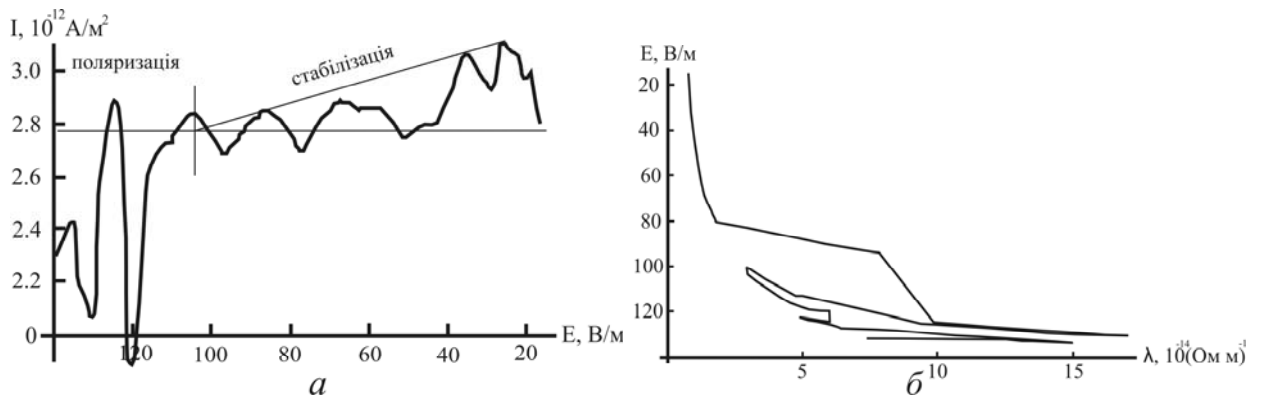


Рис. 2.1.2 ВАХ атмосфери від 4 до 30 км, серпень 1972 р., Кагосима (Японія): а — струм — напруженість; б — провідність — напруженість.

Як видно з рис. 2.1.2, а до висот 10–11 км (вертикальна риска) спостерігається флуктуаційна (поляризаційна) область формування зарядової нестійкості, що відповідає ділянці а, б, зображеній на схемі рис. 2.1.1, б. Вертикальна риска розділяє поляризаційну (темновий розряд [Niall, 2011]) і стабілізаційну (стабілітрон) частину ВАХ атмосфери. З такого розподілу виходить, що система переходить зі стану стратифікації у режим стабілізації по струму. Стратифікація поступово згладжується з висотою, що добре простежується за даними (<https://iri.gsfc.nasa.gov/>).

Між флуктуаційною та стабілізаційною областями присутня область перемикання (насичення за струмом) — ділянка б, в (див. рис. 2.1.1, Б). Ця

область може бути також увігнутою у районі страти, тобто можливий генераційний ефект ганівського типу. Увігнутість з'являється за рахунок носіїв з різним ступенем рухливостей  $\mu$  — балістичних електронів ( $\mu \sim (5-9) \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) й електронів, пов'язаних з електронегативними пастками ( $\mu \sim (1-4) \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ), аналогічно до пасткових електронів у напівпровіднику [Ткачев, Яковленко, 1997] (див. рис. 2.1.1, А).

Згідно з працями [Handbook ..., 1985; Атмосфера ..., 1991; Bazilevskaya et. al., 2010] середні параметри електрон-іонного розподілу для нижньої атмосфери становитимуть: тропосфера (0–10 км) —  $350-700 \text{ см}^{-3}$ ; стратосфера (10–20 км) —  $1000-1500 \text{ см}^{-3}$ ; середня відстань між іонами — 0,1 см; енергія кулонівської взаємодії —  $e^2 n^{1/3} \sim 10^{-7} \text{ eВ}$ ; швидкість утворення радіаційних електронів  $q$  від 5–10  $e/\text{с}$  до 50–70  $e/\text{с}$ ; вертикальні струми становитимуть  $(1-2) 10^{-12} \text{ А}$ .

При таких розподілах електрон-іонну підсистему атмосфери можна охарактеризувати як класичну кулонівську переохолоджену плазму [Killian et. al, 1999; Stebbings, Dunning, 2011], у якій розсіювання електронів відбувається на флуктуації середнього поля без істотної передачі імпульсу. Параметр ідеальності такої плазми складе  $\gamma = e^2 n_e^{1/3} / k_B T \sim 10^{-5}$ , що добре узгоджується з чисельним моделюванням на малих системах [Ткачев, Яковленко, 1997, а], де  $e$  — заряд електрона,  $n_e$  — концентрація електронів,  $k_B$  — стала Больцмана,  $T$  — температура.

Зливові та радіаційні електрони, проникаючи у верхню тропосферу, в результаті зіткнень з буферним газом основного складу атмосфери ( $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ) досягають валентної області іонізації рідбергівського континууму (5–10 eВ), через оже—процеси всередині оболонкової конверсії основних збуджень і по цьому каналу термалізують до:

а) теплових енергій близько  $0,025 \text{ eВ} \sim \frac{1}{2} k_B T$  з балістичними траєкторіями руху (континуум);

б) холодних енергій близько 0,0025 eV [Ткачев, Яковленко, 1997, а,б; 2001] з падінням на екранований кулонівський центр електронегативних комплексів і флуктуаційних пасток (орбітування електрона навколо молекули або атома).

Оже–іонізація молекул повітря  $N_2, O_2$  проходить через резонансне комбінаційне збудження 100–250 eV з виходом на рідбергівський континуум основної молекули. Час життя ексимера оцінюється секундами, при величинах головного квантового числа  $n \sim 100 \div 500$ . Оже–іонізація зберігає надлишок енергії у формі високозбудженої гіперполяризованої молекули  $\alpha^* \sim \alpha_0 n^7$  [Смирнов, 1982; Белый, Зеленин, 2014; Anderson, 2015], де  $\alpha_0$  — поляризованість молекули;  $n$  — головне квантове число;  $\alpha^*$  — поляризованість збудженої молекули, на відміну від ультрафіолетового (УФ) діапазону енергії, з довжиною хвилі  $\lambda \sim 100 \div 120$  нм, яка іонізує валентний електрон з основного стану. Квантовий вихід іонізації і збудження у сумі складають одиницю, тому в об'ємі, що іонізується, присутні порівнянні кількості оже—збуджених молекул і електронів  $n_e^*$  та власне вільних електронів  $n_e$  континууму (провідність):  $n_e^* \approx (0,1-0,9) n_e$  [Голубков и др., 2011, а, б; Vychkov et. al., 2010].

У таблиці 2.1.1 представлені основні масштабні співвідношення міри збудження для типової рідбергівської частинки, від функції радіального квантового числа  $n$ .

З таблиці 2.1.1 видно, що при оже–іонізації спостерігається гіперполяризованість індивідуальної частинки і спонтанна дипольна поляризація. Наприклад, якщо радіус частинки  $r$  збільшиться пропорційно  $n^2$ , то поляризованість  $\alpha^*$  збільшиться пропорційно  $n^6$ . Таким чином, поляризованість квантової підсистеми атмосфери складе порядок  $\sim L^3$ , тобто  $\alpha^* \sim L^3$ . Для натурних напруженостей електричного поля у нижній тропосфері близько 1 В/м тунельна іонізація можлива як оже—процес вже при  $n \sim 100$ .

Таблиця 2.1.1 Масштабні відношення ступеня збудження для типової рідбергівської частинки від функції радіального квантового числа  $n$

Рідбергівська чутливість	Одиниця виміру	Скейлінг по $n$	$n$		
			50	100	500
$r$	$\mu$	$\sim n^2$	0,11	0,46	11,7
$E_{кр}$	В/см	$\sim n^{-4}$	107	6,7	0,01
$D$	$e \cdot a_0$	$\sim n^2$	3900	15600	$3,9 \cdot 10^6$
Штарківська поляризованість	Гц (В/см) <sup>2</sup> Борівська $\alpha_0^3$	$\sim n^7$ $\sim n^6$	37,25 $\alpha_0^3 \cdot 50^6$	$4,76 \cdot 10^3$ $\alpha_0^3 \cdot 100^6$	$3,73 \cdot 10^8$ $\alpha_0^3 \cdot 500^6$

Примітка.  $r$  — радіус частинки;  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8} = 0,0053 \mu$  — борівський радіус;  $\alpha_0$  — поляризованість;  $D$  — дипольний момент;  $E_{кр}$  — критичне поле.

Відповідно до екситонної теорії напівпровідників [Пекар, 1951; Нокс, 1966; Агранович, 1968] існує практично пряма пропорційність поляризованості екситонного ансамблю кількості екситонів збуджених центрів. Повна іонізаційна кінетика електрон-іонної підсистеми атмосфери складатиметься зі стандартних  $\{n_e, n_i^-, n_i^+\}$  і збуджених  $\{n_e^*, n_i^{*-}, n_i^{*+}\}$  компонент відповідно.

Частина енергетичного спектру  $n(\mathbf{r}, E \rightarrow k_B T)$  електронів теплової та холодної енергій має ергодичний тип релаксації, виявлений прямим чисельним моделюванням на малих системах [Ткачев, Яковленко, 1997, а], що досягають близько  $2 \cdot 10^3$  електронів. У них кінетичні та релаксаційні константи за абсолютною величиною виявляються менше на декілька порядків, ніж передбачувані за кінетичною теорією, відповідно, — час релаксації більший.

Для натурних профілів теоретичний аспект явища полягає у знятті симетрії трансляції розподілу Больцмана в поляризаційні хвилі зарядової щільності (надгратка). Механізм утворення надгратки — це інерційний рух електронів у власній ленгмюрівській хвилі. Фізично такий механізм можна представити таким чином: електрони, віддаляючись від повільного

позитивного іонного розподілу, створюють поляризаційний дефіцит (наприклад  $\pm 10 e/cm^3$ ). До місця поляризаційного дефіциту починає притягуватися надлишок електронів з сусідніх областей, утворюючи першу хвилю нейтралізації. Повної нейтралізації не відбувається, залишається інерційний дефіцит (наприклад,  $\pm 5 e/cm^3$ ). У межах двох півхвиль процес повторюється, розділяючи первинний диполь ще на два диполі нейтралізації аналогічно до утворення диполя Ганна в напівпровіднику. Детектувальні властивості діода Ганна ґрунтуються на його чутливості зарядового диполя електричного поля у Гц діапазоні [Физический ..., 1988, с 415].

У процесі біфуркації позитивні іони накопичують фазове зрушення сили тяжіння, яке призводить до аномальних піків потенціалу, аж до пробійних значень. З позиції класичної механіки механізм стратифікації є зняттям класичної кулонівської нестійкості (увігнутість кулонівського потенціалу) багаточастинкової системи в гравітаційній пастці і має аналогію зі структурними фазовими переходами утворення доменних меж і надграток [Белый, Зеленин, 2012]. Тому слід чекати надполяризованості такої структурованої електронної підсистеми атмосфери поряд з ергодичною рівновагою, особливо у точках лібрації. Ефект поляризації посилює розтягування хвильового пакету рідбергівського електрона  $\varepsilon_{\text{рід}} = 10^{-6} \div 10^{-7}$  еВ (1–10 ГГц), тоді як уповільнення його в гравітаційному полі Землі відбувається з потенційною енергією  $\varepsilon_{\text{грав}} = 3 \cdot 10^{-3}$  еВ.

Додатковим квантовим ефектом для повільних електронів є наявність рідбергівського екситона — багаточастинкової стабілізації часу життя рідбергівського стану — дипольна блокада [Robert–de–Saint–Vincent et al., 2013; Murillo, 2015; Teixeira, 2015]. Для молекул  $N_2$ ,  $O_2$  час життя  $\tau$  у збудженому стані досягає значень 1–140 с, тоді як при радіаційних  $\tau \sim 10^{-16}$  с і триплетних  $\tau \sim 10^{-3} \div 10^{-10}$  с (див., наприклад, дані з таблиці 1.2 [Смирнов, 1982]):  $N_2(A^3 \Sigma_u^+)$ ,  $\varepsilon^* = 6,22$  еВ,  $\tau = 2$  с;  $O_2(a^1 \Delta_g)$ ,  $\varepsilon^* = 0,98$  еВ,  $\tau = 3 \cdot 10^3$  с;  $O_2(b^1 \Sigma_g^+)$ ,  $\varepsilon^* = 1,64$  еВ,  $\tau = 12$  с;  $O(^1D)$ – $O(^3D)$ ,  $\varepsilon^* = 1,97$  еВ,  $\tau = 140$  с;  $O(^1S)$ – $O(^1D)$ ,  $\varepsilon^* = 4,19$  еВ,  $\tau = 0,8$  с.

Зокрема, для електронів експериментальні часи релаксації від початкового збурення у вигляді вибуху [Адушкин, Соловьев, 2004] складають 0,2–0,5 с для «швидких» процесів і 50–70 с для «повільних». Швидка релаксація супроводжується випромінюванням пакету імпульсів радіохвиль у діапазоні від 1–1,5 МГц до  $10^2$  Гц — від ленгмюрівських до звукових частот.

Повільну релаксацію надлишкових електронів можна зрозуміти, перенормувавши ленгмюрівські частоти електронів для колективної діелектричної проникності середовища, що становить за протонним еквівалентом  $2 \cdot 10^5$  СГСЕ, відповідно до моделі самоузгодженого поля [Белый, Зеленин, 2013,б]. Тоді для електронів час релаксації складе

$$\omega_{L_\varepsilon}^{-1} = \omega_L^{-1} \sqrt{\varepsilon} \approx 10^{-6} \cdot 4,5 \cdot 10^2 \approx 10^{-4} \text{ с};$$

для іонів

$$\omega_{L_\varepsilon}^{-1} = \omega_L^{-1} \sqrt{\varepsilon} \approx 10^{-3} \cdot 4,5 \cdot 10^2 \approx 1 \text{ с};$$

Дебаївське екранування розмивається на фактор  $\sqrt{\varepsilon}$  ( $L_{D_\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon} L_D$  до поляризаційної півхвилі).

Повільна частина релаксації електронів відповідає дисоціації дрібних електронегативних і флуктуаційних пасток (рух разом з іонами) для квазіпов'язаних рідбергівських електронів з урахуванням ефектів дипольної блокади колективних рідбергівських станів.

В атмосфері електрони знаходяться у стані безперервної частини спектру кулонівської задачі багатьох тіл. Стан розсіювання проходить не у вакуум, а в рідбергівський кулонівський континуум міжчастинкового багатоцентрового самоузгодженого поля [Голубков, 2011, а]. Таким чином, ми маємо не лише холодну плазму, відповідно до [Ключарев, 2008], але й ергодичну малочастинкову напівкласичну [Ткачев, Яковленко, 1997 а,б], рідбергівську [Зеленер и др., 2010] й ультрахолодну рідбергівську плазму з урахуванням колективного ефекту дипольної блокади [Robert–de–Saint–Vincent et al., 2013; Murillo, 2015; Teixeira, 2015]. Реальна щільність

метастабільних молекул  $O_2(1 \Delta g)$  в атмосфері Землі на висоті 50 км складає  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  [Evans et al., 1968; Hasslet et al., 1969] при щільності азоту  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  і середніх варіаціях електронів  $10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-3}$ . У такій плазмі основними виступають багаточастинкові поляризаційні ефекти. Тому для опису струмових і дифракційних (падіння електрона на центр) ефектів виправданим є введення комплексної частини діелектричної проникності як колективного ефекту гіперполяризованості рідбергівського стану. У цьому випадку діелектрична проникність  $\epsilon$  означатиме поляризованість не усієї електрон-іонної підсистеми, а підсистеми рідбергівських молекул. Іншими словами, фізично величина  $\epsilon$  відображає не лише кількість вільних електронів, але і ступінь збудження ансамблю рідбергівських станів (див. розділ 5).

Монотонне зростання потенціалу в атмосфері при малих струмах і напруженостях поля виявляється істотним для геофізичних масштабів  $\sim 1 \text{ км}^3$ , які на декілька порядків перевищують масштаби модельованих систем ( $2000/500 = 4 \text{ см}^3$ ) [Ткачев, Яковленко, 1997,*a*]. У режимі стратифікації система не масштабована.

Так, дрейфові швидкості електронів у щільних газах мають порядок  $v_{др} \sim 2 \div 5 \text{ км/с}$  [Таблицы..., 1976]. При середніх електричних полях  $E \sim 10 \div 100 \text{ В/см}$  рухливість електронів складе  $\mu \sim v_{др}/E \approx 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , що відповідає діапазону електронних рухливостей для чистого і легованого напівпровідника кремнію. Таким чином, електричні макровластивості електрон-іонної підсистеми атмосфери змінюються від діелектричних до напівпровідникових, що зумовлює додатковий механізм генерації і самоузгодження за струмом — режими замикання і відмикання страт атмосфери, на зразок замикання і відмикання сіток розподіленого тріода. Така квазікласична кулонівська ідеальна плазма не підтримує, на відміну від твердого тіла [Фрелих, 1960], постійність екранування. Принцип мінімуму еквівалентний самоузгодженню за діелектричною проникністю і відповідає додатковому варіюванню за величиною  $\epsilon$  як динамічною змінною при заданих  $\varphi, \nabla \varphi$ :  $L(\varphi, \nabla \varphi, \epsilon) \rightarrow \delta L/\delta \varphi; \delta L/\nabla \varphi; \delta L/\delta \epsilon$  (самоузгодження за  $\epsilon$ )

(див. розділ 5). Рух електронів принципово відрізняється від локалізованих гармонійних коливань моделі діелектричної проникності твердого тіла [Фрелих, 1960, Додаток 1] і відповідає квазіперіодичному падінню на центр і параметричним резонансом, відомим для електронних приладів типу тріод, лампа хвилі, що біжить, [Григорьев, 2006] й активним газовим середовищем [Рабинович, 1984].

## 2.2. Збуджена підсистема атмосфери

Напруженість вертикального електричного поля атмосфери до висоти 80 км складається з шарів, що чергуються, шарів, просторовий заряд яких при переході від одного до іншого змінює знак на протилежний [Материалы ..., 1963; Брагин, 1969; Брагин, Шамахов, 1969; Материалы ..., 1974; Брагин и др., 1974; Брагин и др., 1975; Брагин и др., 1981; Gringel, 1986]. Неодноразова зміна знаку поля по вертикалі свідчить про те, що атмосфера є єдиним «багатошаровим конденсатором», який підтримує стратифікацію електрично активної підсистеми атмосфери.

Прямі ракетні виміри [Брагин, 1969; Брагин и др., 1974] вертикальної напруженості електричного поля показали, що електричне поле вільної атмосфери на висотах 15–80 км здійснює від п'яти до десяти вертикальних коливань (200–250 м) на кожні 2 км з амплітудою напруженості електричного поля  $\pm 2$  В/м, зберігаючи характерні екстремуми повного коливання поля близько 1 км. Нижче 15 км [Leblanc et al., 2008; Stolzenburg et al., 2015] кожен екстремум (страта) електричного поля має тонку біфуркаційну структуру, типу подвоєння періоду, аж до флуктуаційного «частотоколу» з довжиною хвилі 5–10 м.

Спостереження вертикальної електричної провідності атмосфери [Брагин и др., 1975] і низькочастотних коливань [Брагин и др., 1981] знаходяться у відповідності один з одним у рамках картини ергодичної



релаксації типу нелінійного самоузгодженого поля (типу осцилятора Ван-дер-Поля [Рабинович, Трубецков, 1984; Кузнецов, 2006]).

Для стратосферних висот ефекти магнітного відображення електронів, що висипаються [Нестеров, 1974], дають пояснення тільки модуляції величини швидкості іоноутворення  $q(Z, I)$  з характерною шириною спорадичних шарів близько 5–10 км, де  $q$  — швидкість іоноутворення;  $Z$  — висота;  $I$  — потенціал іонізації.

Динаміка зміни висот іоносферних відображень [Галкин, Ерофеев, 1969] на частотах 2,5–4,2 МГц показала довгохвильові коливання по вертикалі з амплітудою  $\pm 5$  км при квазігармонійному сигналі 0,17–0,27 с.

Поляризаційне електричне поле інших електричних утворень (мікропульсації) є наднизькочастотним (ННЧ), близько 0,001–0,1 Гц [Флуктуации ..., 1972], що можливо за рахунок критичного зменшення (сковання) втрат за рахунок зіткнень (гальмування) [Кудрявцев, Стрелков, 1974] холодних і надхолодних електронів у нижній і верхній атмосфері при енергіях 0,01–0,1 еВ. Критичне значення кінетичної енергії електрона в атмосфері — 1,4 еВ, нижче його втрати за рахунок зіткнень зменшуються у 20—30 разів [Кудрявцев, Стрелков, 1974], вище — збільшуються.

Електрони, що висипаються, з енергіями 85–100 еВ гальмуються за час від  $10^{-5}$  до 10 с через генерацію ленгмюрівських шумових коливань [Колоколов, 1974], що складає динамічний флуктуаційний механізм стратифікації рухливої холодної підсистеми електронів  $t^l < t^i < t^k$ , де  $t^l \sim 10^{-5}$  с,  $t^i \sim 10^{-3}$  с,  $t^k \sim 10$  с — час релаксації з нейтральними частками  $t^l$ , плазмовими коливаннями  $t^i$  і коливаннями холодної плазми  $t^k$  згідно з [Кудрявцев, Стрелков, 1974].

Таким чином, теплові електрони релаксують у  $10^6$  разів повільніше за електрони при хімічних взаємодіях, а їхня рухливість у повітрі зростає не за експоненціальним законом [Focken, 1934; Teixeira et. al., 1967; Хаксли, Кромптон, 1977] при малих значеннях  $E/p \sim 0,01–0,001$  В/(см·мм.рт.ст.), де  $E$  — напруженість електричного поля,  $p$  — тиск газу.

У щільних шарах атмосфери (до 20 км) відбувається монотонне, ступінчасте зростання потенціалу до 250–500 кВ за рахунок асиметрії негативної і позитивної зарядових хвиль напруженості поля [Цефрас, 1961; Материали..., 1963]. Для грозових хмар потенціали можуть складати 1 — 10 МВ. Ступінь потенціалу відповідає півхвилі напруженості поля.

Ефект зростання велетенського електричного потенціалу атмосфери 250–500 кВ відбувається при малих напруженостях середнього електричного поля 0,1–2 В/см, атмосферному струмі 2–4 пА/см<sup>2</sup> й омичній провідності 10<sup>-10</sup>–10<sup>-11</sup> Ом/м. Це можливо тільки за умови, що діелектрична проникність порівнянна за величиною з потенціалом поля і має порядок 10<sup>5</sup>–10<sup>6</sup> СГСЕ [Белый, Зеленин, 2014], якщо атмосферу розглядати як «багатошаровий» конденсатор. Велике значення діелектричної проникності потрібне для утримання і накопичення велетенського потенціалу грозової електрики у хмарах і стратах у допробійному стані, оскільки відомо, що газовий пробій відбувається при великих напруженостях поля 10–50 кВ/см залежно від типу розряду й електродів.

Якщо порівнювати між собою значення напруженості поля і потенціалу для емісійних шарів електронів конденсованої і газової фази, то для першої характерні значення  $E \sim 10^7 \div 10^8$  В/см,  $\varphi \sim 1 \div 1,5$  В (великі напруженості, малі потенціали), для другої —  $E \sim 0,1 \div 2$  В/см,  $\varphi \sim 250 \div 500$  кВ (малі напруженості, великі потенціали).

У фізиці плазми зазвичай ігнорується факт, що іонізація атома або молекули відбувається через збуджений стан квантової системи, оскільки радіаційна ширина випромінювання симетричних систем складає, навіть у триплетних станах, малі часи 10<sup>-8</sup>–10<sup>-9</sup> с. На факт макроскопічного змісту (10–15 %) збуджених атомів і молекул (O\*(<sup>1</sup>D), O<sub>2</sub><sup>\*\*</sup>, N<sub>2</sub><sup>\*\*</sup>) на висотах 100—120 км було введено поняття про ексайтсферу — оболонку зі значимою кількістю збуджених компонент кисневого й азотного циклу стандартної атмосфери (1969 г., МАГА, Мадрид) [Власов, 1973; Данилов, Власов, 1973].

Нетривіальним виявився факт, що з 1974 р. [Дегтярев и др., 1981] ракетним зондуванням в УФ–діапазоні ( $\lambda \sim 1200 \text{ \AA}$ ) зареєстровані екстремуми УФ–випромінювання (50–350 фотон/с) на висотах 15–45 км.

Існування ексайтсфери є додатковою умовою колективізації надлишкових електронів розсіювання і високозбуджених рідбергівських орбітувальних (зв'язаних) електронів і молекул з поляризованістю рідбергівських станів у  $n^7$  разів більшою [Белый, Зеленин, 2014], ніж поляризованість основного стану газового атома або молекули, де  $n$  — головне квантове число рідбергівського залишку. Наприклад, навіть для малих збуджень  $n = 2$  поляризованість рідбергівського стану складе істотну величину  $\alpha^* \sim \alpha_0 2^7$ , де  $\alpha^*$  — поляризованість збудженої молекули;  $\alpha_0$  — поляризованість молекули в основному стані. Концентрація збуджених і рідбергівських частинок для стратосферних висот складає порядок  $10^{10}$ — $10^{11} \text{ см}^{-3}$  [Evans et.al., 1968; Vyckov et. al., 2010], що на п'ять порядків перевищує концентрацію електронів на цих висотах —  $n_e \sim 10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

Атоми і молекули, що мають надлишкову кількість внутрішньої енергії у порівнянні з розподілом Больцмана, утримують цей стан тривалий час, істотно змінюючи уявлення про електрично активну частину атмосфери [Колоколов, 1974], що формує електростратифікацію стратосфери, вносячи порівнянний, а то і більший вклад у повну теплову енергію щільних шарів, ніж підсистема радіаційно збудженого газу. Оцінки показують, що кількість енергії, що накопичується в ексайтсфері  $E_B$  на різних висотах, набагато вища, ніж відповідна енергія іоносфери  $E_H$ . Зокрема, для висоти 150 км, згідно з працею [Власов, 1973]  $E_B \sim 5,5 \cdot 10^9 \text{ еВ/см}^3$ ,  $E_H \sim 3 \cdot 10^6 \text{ еВ/см}^3$  відповідно. Відношення внутрішньої енергії до кінетичної складе:  $E_B/k_B T \sim 18,6$ ;  $E_H/k_B T \sim 0,01$ , де  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура.

Наявність великої кількості рідбергівських високополяризованих частинок  $O_2(^1\Delta_g)$  у стратосфері призводить до симбатної стратифікації нижньої стратосфери електричним полем, що добре узгоджується з даними

[Дегтярев и др., 1981], де експериментально зареєстровані шари УФ–випромінювання в діапазоні довжин хвиль 1034–1118 Å.

Кореляційна залежність вертикальних екстремумів УФ–випромінювання просторово корелює з синхронно виміряними екстремумами електричного поля, практично лягаючи на пряму лінію (див. рис. 2.2.1, побудований за даними [Дегтярев и др., 1981, с. 213]), де  $r_U$ ,  $r_E$  — екстремум УФ–випромінювання й екстремум напруженості електричного поля відповідно.

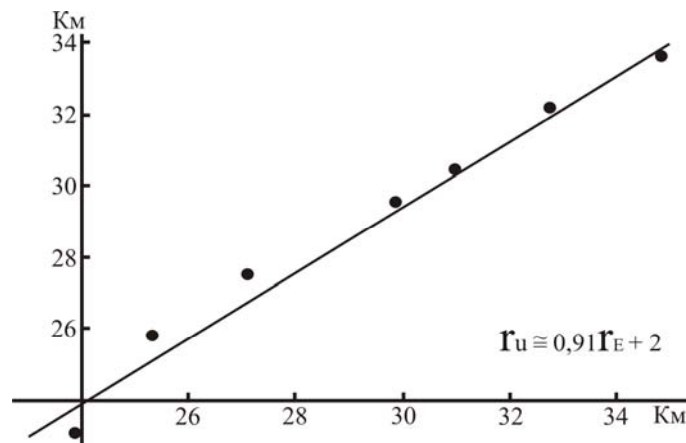


Рис. 2.2.1 Відповідність висоти екстремумів електричного поля (вісь  $x$ ) і висоти екстремумів УФ–випромінювання (вісь  $y$ )

Уявлення про вертикальний розподіл збуджених частинок як про одну з фундаментальних особливостей електричної будови атмосфери лежить в основі формулювання функціонала класичної електронної щільності повільних електронів з урахуванням поляризації для пояснення вертикальної стратифікації атмосфери електричним полем (див. розділ 4).

### 2.3. Особливості збудженої (рідбергівської) підсистеми атмосфери

Фізико–хімічний механізм формування рівноваги у високополяризованій системі рідбергівських молекул і атомів атмосфери кінетично складний і включає десятки реакцій іонно—радіаційної рівноваги для теплових і

холодних електронів, а також радіаційну кінетику корпускулярного випромінювання Сонця, що розсіюється до хімічних енергій іонізації і збудження [Ogawa et. al., 1968; Савун и др., 1973; Мак–Ивен, Филипс, 1978].

Поляризаційне електричне поле атмосфери є флуктуаційним у часі і негармонійним, починаючи з діапазону ННЧ 0,0001 — 5 Гц [Флуктуации ..., 1972], що грають роль м'якої моди структурного фазового переходу до надгратки (страт), до мегагерцевого діапазону грозових процесів [Leblanc et. al., 2008; Stolzenburg et. al., 2015].

Фізика діапазону ННЧ коливань відповідає сильному зв'язку флуктуаційного електростатичного поля холодної і надхолодної компоненти повного іонізаційного спектру електронів атмосфери з енергіями  $\epsilon < 0,025$  еВ як точки накопичення суми радіаційних електронів. У діапазоні частот  $10^{-4}$  Гц  $< \omega < 10^{-1}$  Гц спектральна щільність мікропульсацій убуває обернено пропорційно до міри  $3/2$  і може бути апроксимована простим виразом  $(100 \cdot \omega)^{-3/2}$  [Флуктуации ..., 1972].

Захололі й холодні електрони проявляють незвичайні властивості за даними прямого молекулярного моделювання малих систем [Майоров и др., 1992; Майоров и др., 1994; Ткачев, Яковленко, 1995; Ткачев, Яковленко, 1997, а, б], а також мають не експоненціальне зростання рухливості в газі у надслабких полях  $E/p < 0,001—0,01$  В/ (см·мм.рт.ст.) (див. рис. 2.3.1, за даними [Focken, 1934]), де  $E$  — напруженість електричного поля,  $p$  — тиск газу.

Можна припустити, що радіаційно—збуджена підсистема атмосфери для висот  $h \geq 15$  км (початок озонового циклу) складається з: рідбергівських збуджених молекул метастабільного й атомарного кисню  $O^*$ ,  $O_3^*$ , азоту і оксидів  $N_2^*$ ,  $NO^*$ , а також оже—збуджених молекул [Демехин и др., 2008].

Час життя збуджених молекул складає від 2 до  $10^4$  с [Смирнов, 1982]. Такі молекули легко можна доіонізувати другим актом збудження зі значно меншою енергією, а оскільки збуджена компонента кисневого циклу є

електронегативною, вона легко утворює від’ємні іони  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$  які ще легше поляризуються. Такий фрагмент поводитиметься як поляризований залишок, взаємодіючи з електронами.

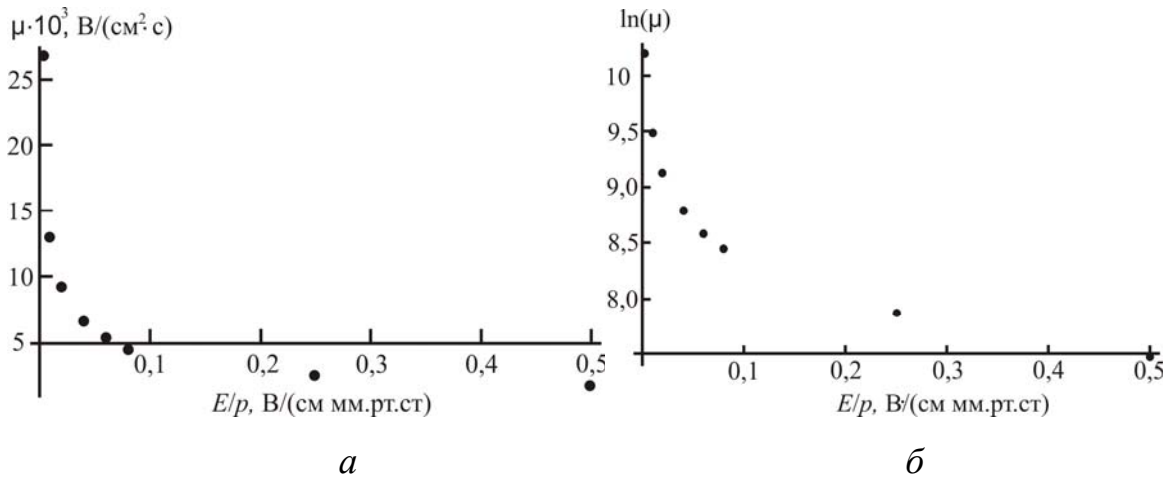


Рис 2.3.1 Неекспоненціальне збільшення рухливості повільних електронів  $\mu$  при значеннях  $E/p < 0,1$  [Focken, 1934]: *a* — спостережена рухливість електронів  $\mu$ ; *б* — логарифмічна залежність від  $\mu$ .

Рідбергівські атоми й молекули характеризуються наявністю слабкозв’язаного електрона (з енергією порядку десятих частин електрон—вольта і менше) і великими розмірами (сотні ангстрема і більше) [Ридберговские ..., 1985; Голубков и др., 2011, а, б; Vuchkov et. al, 2010].

Поляризованість рідбергівських молекул складає  $\alpha^* = \alpha_0 n^7$  [Белый, Зеленин, 2014; Anderson, 2015], де  $n$  — головне квантове число,  $\alpha_0$  — поляризованість нейтральної молекули. Як показано у працях [Голубков и др., 2011, а,б; Vuchkov et.al, 2010], у верхній стратосфері і нижній іоносфері інструментальними методами зареєстровані значення  $n \sim 10 \div 40$  з відстанями між рівнями лінійчатого спектру порядку  $dE \sim 300 \div 600$  Мгц. Для УФ-збудження порядок  $n$  складе 1–10; для оже-збудження — 40–50.

Збуджена підсистема з рідбергівською поляризованістю і полярні молекули накопичуватимуться у проміжках глобального багат шарового конденсатора атмосфери, складаючи порядок концентрацій  $10^{10} — 10^{11} \text{ см}^{-3}$

[Golubkov et. al., 2012] у площинах з максимальним градієнтом електричного поля. Основні стани  $O_2, N_2$  стандартної атмосфери, що становлять буфер (ізолятор), мають нульовий дипольний момент [Таблицы ..., 1976] і великі потенціали іонізації.

Оцінімо достатню енергію збудження  $n$  (головне квантове число) рідбергівських частинок (атомів або молекул) у слабких електричних полях стандартної атмосфери  $E \sim 1 \div 2$  В/см, виходячи з умови індукції поляризації дипольного моменту 1Д:

$$\alpha E = 1\text{Д.}$$

Підставивши характерні величини у вираз  $1\text{Д}=10^{-18}$  СГСЕ одиниць моменту,  $1 \text{ В/см} = 3,3 \cdot 10^{-3}$  СГСЕ  $\alpha_0 = \frac{9}{2} 10^{-24} \text{ см}^3$  (поляризованість основного стану),  $\alpha^* = \alpha_0 n^7$  (поляризованість збудженого стану) і провівши перетворення, отримаємо, що достатнє головне квантове число  $n$  складе  $\sim 15,3$ .

Оцінімо головне квантове число  $n$  виходу рідбергівського електрона в суцільний спектр розсіювання, прирівнявши ширину кулонівського спектру  $R_y/n^3$  до теплового кванта  $k_B T$ :  $R_y/n^3 \sim 1/2 \cdot k_B T$ , де  $R_y \sim 10 \div 13$  еВ,  $k_B$  — стала Больцмана,  $T$  — температура,  $1/2 \cdot k_B T \approx 0,025$  еВ. Тоді головне квантове число  $n$  виходу рідбергівського електрона в суцільний спектр розсіювання складе  $\sim 10$ .

Оцінімо розмір рідбергівської частинки, при якій внутрішнє електричне поле  $e$  порівнюється з середнім міжмолекулярним полем  $E = 10 \div 100$  В/см:

$$\frac{e}{\langle r^2 \rangle} = E.$$

При середньому радіусі рідбергівської частинки  $\bar{r}^2 \approx \frac{5}{2} n^4$  внутрішньому  $e \approx 10^8$  В/см і зовнішнім електричним полем  $E = 100$  В/см маємо такі оцінки  $n$ :  $(10^6)^{1/4} = 31,6$ ;  $(10^5)^{1/4} = 17,7$ . Оцінки показують, що при порівняно середніх рідбергівських збудженнях  $n \sim 10 \div 15$  збуджені атоми і молекули можуть віддавати електрон в активне середовище і поляризуватися порівняно

слабким середнім полем, створюючи макроскопічну електрострикцію. Величина  $n$  може бути зменшена, якщо для зовнішнього поля вибрати міжчастинкові поля у хмарі або міжмолекулярні поля, що становлять порядок  $10^2\text{--}10^4$  В/см. Тоді активними стають частинки зі збудженнями  $n \sim 5$ .

Ступінь збудження молекул у стратосфері відповідає роботі виходу електрона в суцільний спектр за напруженостями зовнішнього локального електричного поля. Оцінимо роботу виходу електрона  $\delta I$  і локальної іонізуючої напруженості поля  $E$  відповідно до [Смирнов, 1982; Stebbings, Dunning, 2011] від головного квантового числа ( $n = 10 \div 40$ ):

$$\delta I \approx 27 \text{ eV}/n^3 \approx 27/10^3 \approx 0,027 \text{ eV}, \quad \delta I \sim 27 \text{ eV}/n^3 \approx 27/40^3 \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ eV};$$

$$E \approx 0,3 \text{ В/см}/n^4 = 0,3/10^4 \approx 10^{-5} \text{ В/см}, \quad E \approx 0,6 \text{ В/см}/n^4 = 0,6/40^4 \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ В/см}.$$

Отже, робота виходу електрона з континууму  $\delta I \approx 4 \cdot 10^{-4} \div 0,027$  eВ істотно менша теплової енергії молекул  $1/2 \cdot k_B T \approx 0,025$  eВ. Інакше кажучи, збуджені атоми і молекули додатково є стабілізаторами вільних електронів або рідбергівськими поляронами [Пекар, 1951], поставляючи електрони в систему. Таким чином, на додаток до електронів розсіювання, кількість вільних носіїв буде істотно більша і складе порядок  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  за рахунок орбітувальних електронів, захоплених рідбергівськими молекулами, замість величини електрометричних вільних електронів, що мають порядок  $10^4 \text{ см}^{-3}$ .

#### **2.4. Термодинамічна оцінка і масштабованість взаємодій збуджених молекул**

Розглянемо вклад у вільну енергію збудженої  $n^*$  (час життя  $\tau \sim 12 \div 140$  с) і нейтральної  $n_L$  підсистем повітря на прикладі метастабільних молекул  $O(^1D)O(^3P)$ ,  $O_2(a^1\Sigma_g^+)$ ,  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  [Смирнов, 1982]. Для цих метастабільних молекул іонізаційний потенціал кисню  $I_{O_2}$  й азоту  $I_{N_2}$  складе:  $I_{O_2} = 12,07$  eВ,  $I_{N_2} = 15,5$  eВ. Концентрація збуджених молекул  $O_2$  і  $N_2$  має порядок  $n^* \approx 10^{11}$



$\text{см}^{-3}$ . Таким чином, енергія збудженого стану метастабільних молекул кисню й азоту складе

$$n^* I_{\text{O}_2, \text{N}_2} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot (12-15) \text{ еВ} \approx (1,2-1,5) \cdot 10^{12} \text{ еВ/см}^3.$$

Для нейтральної підсистеми атмосфери число Лошмідта має порядок  $n_L \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Відповідно теплова енергія нейтральної підсистеми атмосфери оцінюється як

$$n_L k_B T \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot (0,01-0,025) \text{ еВ} \approx (1-5) \cdot 10^{17} \text{ еВ/см}^3.$$

Якщо врахувати експоненціальне убавання щільності атмосфери з висотою для висот 40 км зміст нейтральних молекул оцінюється як  $n_L \cdot 10^{-3}$  від приземних величин  $n_L$ , а для 90 км — як  $n_L \cdot 10^{-6}$  [Таблицы ..., 1976]. Таким чином, для висот  $h \sim 40 \div 90$  км щільність теплової енергії буде порівнянна зі щільністю збудження і складе один порядок:

$$(1-5) \cdot 10^{17} \text{ еВ/см}^3 \cdot 10^{-6} = (1-5) \cdot 10^{11} \text{ еВ/см}^3.$$

Для висот  $h > 12 \div 15$  км енергія збудження складе відчутний відсоток від повної енергії.

*Рухливість і дифузія, масштабованість  $n^{-7/2}$ .* Запишемо константу дифузії поляризованих іонів у чужому газі через поляризованість  $\alpha$  та приведену масу іона і молекули основного газу [Таблицы ..., 1976, с.290]:

$$D_i^* = \frac{0,0031 T_i}{\sqrt{\mu \alpha}},$$

де  $T_i$  — температура іонів;  $\mu$  — атомні одиниці маси (а.о.м),  $\alpha$  — поляризованість в а.о.м. Підставивши у вираз для константи дифузії поляризованість збудженої молекули  $\alpha^* = \alpha n^7$ , де  $n$  — головне квантове число, отримаємо перенормовану константу дифузії

$$D_i^* = \frac{0,0031 T_i}{\sqrt{\mu \alpha}} = 0,0031 T_i (\mu \alpha)^{-1/2} n^{-7/2}.$$

Оцінимо величину  $n^{-7/2}$ , підставивши характерні значення для  $n$  [Голубков и др., 2011, б]

$n$	2	10	40
$n^{-7/2}$	0,08	0,0003	$2,5 \cdot 10^{-6}$

Таким чином, при електронній рухливості  $10^3\text{--}10^4$  см<sup>2</sup>/В·с [Focken, 1934, Таблицы ..., 1976; Хаксли, Кромптон, 1977], орбітований електрон, захоплений збудженою молекулою, має рухливості основного газу  $(2,5 \cdot 10^{-6} \div 0,08) \cdot 10^4 \approx (1\text{--}10^2)$  см<sup>2</sup>/В·с, тобто електрони виявляються захоплені в іонну підсистему у формі полярону.

Сили Ван-дер-Ваальса, масштабованість порядку  $n^4$ ,  $n^{11}$ . Енергія поляризаційної взаємодії між молекулами визначається як [Смирнов, 1982]

$$U_{ab}^0 = -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b}{I_a + I_b} \frac{\alpha_a \alpha_b}{r^6},$$

де  $I_a, I_b$  — іонізаційні потенціали взаємодіючих молекул  $a$  і  $b$ ;  $\alpha_a, \alpha_b$  — поляризованість молекул  $a$  і  $b$ ;  $r$  — відстань між молекулами  $a$  і  $b$ . Тоді для пари збуджено—нейтральна молекула маємо

$$U_{ab}^{*0} = -\frac{3}{2} \frac{I_a^* I_b}{I_a^* + I_b} \frac{\alpha_a^* \alpha_b}{r^6} \approx -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b}{I_a + I_b} \frac{\alpha_a \alpha_b}{r^6} \frac{1}{n^3} n^7 \approx n^4 U_{ab}^0,$$

де  $\alpha_a^* = \alpha_a n^7$  — поляризованість збудженої молекули.

Для пари ексимер—ексимер залежність від збудження складе

$$U_{ab}^{**} = -\frac{3}{2} \frac{I_a^* I_b^*}{I_a^* + I_b^*} \frac{\alpha_a^* \alpha_b^*}{r^6} \approx -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b}{I_a + I_b} \frac{\alpha_a \alpha_b}{r^6} \frac{1}{n^3} n^7 n^7 \approx n^{11} U_{ab}^0.$$

Тут  $I_a^*, I_b^*$  — іонізаційні потенціали взаємодіючих збуджених молекул  $a$  і  $b$  відносно рівня збудження;  $\alpha_a^*, \alpha_b^*$  — поляризованість збуджених молекул;  $n$  — головне квантове число,  $r$  — відстань між молекулами  $a$  і  $b$ .

У цих виразах поляризованість входить як мультиплікативний множник лінійно у взаємодію ексимер—нейтральна молекула і квадратично у взаємодію двох збуджених молекул. Це зменшує іонізаційний потенціал і призводить до масштабування Ван-дер-ваальсових взаємодій на порядок  $n^4$  і  $n^{11}$  з очевидною можливістю утворення фази типу екситону [Агранович, 1968].

Збуджені молекули істотно сильніше притягуються до електричних неоднорідностей і практично локалізуються у місцях утворення,

колективізуючи рідбергівську підсистему разом з електронами у флюїд. Зменшення рухливості та скейлінг міжатомної взаємодії на порядок  $n^4$ ,  $n^{11}$  забезпечують механічну стабільність такої фази за час життя існування ексимерів і, по суті, можуть визначати конденсацію молекул води у тропосфері і нижній стратосфері.

Аналогічним чином масштабується дипольна кулонівська взаємодія, зменшуючи рухливість поляронних електронів, локалізуючи їх у шари і, як наслідок, стабілізуючи полярні молекули води (водяна пара) у шари за рахунок дипольних сил. Полярні молекули і кластери води з великою діелектричною проникністю  $\epsilon \geq 80 \div 100$  СГСЕ і дипольним моментом 1,84 Д [Востриков, Дубов, 2006, *а,б*; Таблицы ..., табл. 32.11] є електроактивними. Для тропосфери масштабованість кулонівської взаємодії дозволяє на якісному рівні прояснити механізм зміни процесів конденсації водяної пари зміною день–ніч як зменшення кількості збуджених молекул у нічний час.

Таким чином, скупчення збуджених молекул або молекул високої полярності з великою поляризованістю зменшує транспортні швидкості електронів до величин теплових швидкостей молекул і локалізує їх у вигляді рідбергівського флюїду — динамічного діелектрика, що ізолює шари один від одного. У таких стратах на декілька порядків зростає діелектрична проникність  $\epsilon(r)$  [Белый, Зеленин, 2014], що призводить до зменшення ларморовських і плазмових частот, приводячи їх до спостережуваних значень пульсаційних розрядів з характерним часом 0,01—0,1 с [Флуктуации ..., 1972].

Припустимо, що стратифікація УФ–випромінювання пов'язана з поляризацією люмінесцентних станів метастабільних молекул кисню й азоту [Смирнов, 1982]:  $O_2(a^1 \Delta g)$  (час життя  $\tau \approx 3 \cdot 10^3$  с),  $O_2(a^1 \Sigma g^+)$  ( $\tau \approx 12$  с),  $O(^1D)O(^3P)$  ( $\tau \approx 140$  с),  $N_2(A^3 \Sigma_u^+)$  ( $\tau \approx 2$  с). Тоді, за часом життя збудженого стану  $\tau$  атомом, що випромінює, може виступити збуджений кисень  $O_2(a^1 \Delta g)$  з енергією 0,98 еВ і довжиною хвилі  $\lambda = 1,27$  мкм.

Як показують незалежні дослідження [Evans et. al., 1968; Haslett et. al., 1969; Reid, 1970; Golubkov et. al., 2012], на висоті 50 км щільність метастабільних молекул  $O_2(a^1\Delta g)$  в атмосфері Землі може складати  $10^{10}$ — $10^{11}$   $cm^{-3}$  і більше при щільності буферного газу  $10^{16}$   $cm^{-3}$  та іонізації  $10^4$   $e/cm^3$ . Такі концентрації можуть зумовити ізотропну частину УФ–випромінювання збуджених молекул циклу  $O_2$  і  $N_2$ .

Важливо зазначити, що сума квантового виходу [електрон / фотон] УФ–випромінювання  $\Phi_0$ , оже–іонізації  $\Phi_{оже}$ , електронного збудження  $\Phi_{вб}$ , Ян–теллерівського коливального збудження  $\Phi_{кол}$ , повинна складати:  $\Phi_0 + \Phi_{оже} + \Phi_{вб} + \Phi_{кол} = 1$ . Для озонового циклу [Smith et. al., 2000] збуджена частина молекул складає істотну частину  $n^* \sim 10^{10}$   $cm^{-3} \gg n_e \sim 10^4$   $cm^{-3}$  у сенсі стехіометрії ( $\Phi_{оже} + \Phi_{вб} + \Phi_{кол} \gg \Phi_0$ ), де  $n^*$  — концентрація збуджених молекул на заданій висоті,  $n_e$  — концентрація електронів на заданій висоті. Наявність стехіометричних кількостей збуджених молекул може зумовлювати навіть макроскопічні ефекти зміни опору тіла, яке рухається, що є відомою проблемою при проектуванні кнудсенівського обтікання геосупутників Землі [Басс, 2008].

Таким чином, електронна стратифікація сухої атмосфери, розглянута у наближенні середнього самоузгодженого поля (ССП) [Белый, Зеленин, 2012] (див. розділ 3), є початковим процесом, що ініціює глобальну поляризацію рідбергівського флюїду, полярних молекул водяної пари, кластерів води, параметри якого достатні для поляризації типу діелектричного резонансу. Діелектричний резонанс описується класичним комбінаційним співвідношенням Максвелла–Гарнетта для активних середовищ [Ораевский, 2003].

Рідбергівські молекули і полярні кластери виступають другою дисперсною фазою в інертному діелектрику матриці Максвелла—Гарнетта, що призводить до локалізації поляризаційних електромагнітних хвиль і режиму генерації квазістатичного поля — імовірно як ефект блискавичного пробою, якщо середовище має енергетичне накачування.

Макрофлуктуації у режимі фазового переходу на дисперсній матриці рідбергівського флюїду можуть призводити до ефекту надгенерації на активному середовищі при негативних значеннях діелектричної проникності  $\epsilon(r) < 0$ . У стаціонарному режимі це складає механізм підтримки страт збуджених і високополярних молекул води (водяна пара) — стратифікація, у нестаціонарному — механізм розгойдування критичних флуктуацій (грозова електрика).

## 2.5. Атмосфера як активне метастабільне середовище

Активним середовищем для формування глобального електростатичного поля атмосфери Землі є її основний склад [Мак—Ивен, Филипс, 1978]. У наближенні локальної іонізаційної рівноваги ( $q = 1 \div 5 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ ,  $\alpha_i = 10^{-5} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ ,  $\sum_i n_i \sim 350 \div 750 \text{ см}^{-3}$ ) [Bazilevskaya et. al., 2010] іонізовані електрони в повітрі являють собою термалізовані рідбергівські стани [Голубков и др., 2011, а,б] з енергіями локалізації менше теплової енергії суцільного спектру кулонівської задачі розсіяння, де  $q$  — швидкість іоноутворення,  $\alpha_i$  — коефіцієнт рекомбінації іонів. Колективні стани системи термалізованих електронів у щільному газі є класичною кулонівською плазмою, вивченою прямими методами молекулярної динаміки (МД) [Ткачев, Яковленко, 1997; Игнатов и др., 1995] на предмет кінетики ергодичної рекомбінації і релаксації.

Основна особливість поведінки електронів у процесах формування електростатичного поля, з'ясованого методом прямого моделювання МД, полягає в істотно зниженій швидкості рекомбінації порівняно з наближенням кінетичної теорії. Пряме моделювання квазікласичного континууму методом МД показало, що електрони атмосфери до 30 км знаходяться у передтаунсендівському режимі розряду, не в кінетичному режимі релаксації, зумовленої дифракційною частиною больцманівського розподілу для

від'ємних енергій. Це призводить до зміни класичного одночастинкового МД-розподілу Больцмана з константою екранування  $\gamma = e^2 2n_e^{1/3} / k_B T$  і перевизначення його параметрами ( $\alpha = 1,5$ ;  $\beta = 0,4$ ;  $C_4$ ) [Ткачев, Яковленко, 1997,а, с. 75], де  $C_4 = \exp(\beta u / \gamma)$  при енергіях, що наближаються до суцільного спектру електронів  $u < -\alpha\gamma$ . Параметри  $\alpha$  і  $\beta$  — константи, які забезпечують безперервність функції та її нормування на одиницю. Відповідно до прямого моделювання кулонівської системи у буферному газі  $\gamma = \delta^{-1/3}$  [Майоров и др., 1994].

Оцінимо величину  $\delta$  для атмосфери ( $\delta = 3,814 \cdot 10^{-16} n_e$ ): у верхній іоносфері  $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta = 0,0006$ ; у нижній  $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta = 3,814 \cdot 10^{-16} n_e$ ;  $\delta = 3,814 \cdot 10^{-8}$  ( $\delta^{-1/3} = 297$ ); у стратосфері  $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta = 3,814 \cdot 10^{-16} n_e$ ; ( $\delta^{-1/3} = 13790$ ); у тропосфері  $n_e = 500 \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta = 3,814 \cdot 10^{-16} n_e$ ; ( $\delta^{-1/3} = 17373$ ); у приземному шарі  $n_e = 100 \text{ см}^{-3}$ ,  $\delta = 3,814 \cdot 10^{-16} n_e$ ; ( $\delta^{-1/3} = 29700$ ). Порядок цих величин відповідає тому, що константи релаксації зростають від молекулярних до макроскопічних, складаючи декілька ленгмюрівських періодів при показнику Ляпунова (розбіжність траєкторій часток)  $L \sim 15$  [Ткачев, Яковленко, 1997,а]. Цей показник ергодизації є універсальним для розрідженої квазікласичної плазми (електрони в щільному газі).

Параметр ідеальності плазми  $\delta^{-1/3}$ , який переформовує МД-розподіл Больцмана, для малих енергій носить характер узагальненого діелектричного відгуку середовища або константи екранування. Для відповідності з колективними модами необхідно припустити, що діелектричний відгук повинен включати комплексну частину. Підвищені швидкості дрейфу електронів  $v_e \sim 5 \div 9 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  (при  $E/p \sim 0,1$ , де  $E, p$  — напруженість електричного поля й атмосферний тиск відповідно) [Таблицы..., 1976] у такій системі можуть бути зрозумілі на основі квазікласичного руху рідбергівських електронів у локальному колективному полі порушеної електронейтральності елементарного об'єму. Рідбергівські стани електрона в щільному газі сильно залежать від електронегативних домішок і ступеня

порушення електронейтральності за рахунок втечі електронів [Бельй, Зеленин, 2013].

Методика опису рідбергівського електрона у квазікласичному наближенні методами класичної МД є ключовою [Игнатов и др., 1995] і, по суті, являє собою проблему зшивання рідбергівського континууму електронегативної пастки і нижнього дискретного заповненого стану. Розсіювання в цьому випадку відбувається не на нескінченність (плоску хвилю), а в континуум середнього поля. Передбачається, що середнє поле впливає на холодну частину повного спектру атмосферних електронів, викликаючи колективні стани зміни констант перенесення і діелектричної релаксації.

Високозбуджена рідбергівська компонента повного електронного розподілу передачі імпульсу в континуумі (кінетичне пляшкове горло) може давати додаткові вклади в динамічну і діелектричну проникність [Голубков и др., 2011, a]. Колективізація електронів з рідбергівського континууму відбувається шляхом гальмівної термалізації електронів до теплових і ультрахолодних у кулонівській підсистемі. Енергія локальної самоузгодженої потенційної ями континууму близько  $\varepsilon_0 \sim 10^{-4} \div 0,025$  [Ткачев, Яковленко, 1997, a]. Можна припустити, що релаксація таких термалізованих і холодних електронів носить істотно некінетичний характер і більше відповідає ергодичній релаксації за типом гомоклінічної структури на макрорівні (ланцюжки Кармана) [Рабинович, Трубецков, 1984, с. 402].

Як показують оцінки [Ткачев, Яковленко, 1997, a], у квазірівноважному наближенні параметри перенормованого розподілу Больцмана сильно варіюють залежно від середньої щільності електронів. Дифракційний характер релаксації термалізованих електронів зрозумілий з таких оцінок: при енергіях теплових електронів близько 0,025 еВ комптонівська довжина хвилі електронів складе  $\lambda = 7,75 \cdot 10^{-7}$  см, тоді як відстань між нейтральними частинками складає  $3,3 \cdot 10^{-7}$  см. Квантово—резонансне переміщення електрона між молекулами середовища дозволяє досягти дифузійних

швидкостей перенесення 2–5 км/с (поляронний механізм) при  $E/p \sim 0,1$  і теплових швидкостях  $\sim 9 \cdot 10^5$  см/с. Ультрахолодні електрони 0,0002 еВ мають комптонівську довжину хвилі близько 12–13 міжатомних відстаней при числі Лошмідта буферного газу  $n_L = 2,7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Можна припустити, що середнє електричне поле сухого повітря впливає на електрон у момент перенесення в кулонівському дисоціативному континуумі [Голубков и др., 2011, а, б]. Це припущення потрібне для коректного перенормування больцманівського експонента в моделі самоузгодженого електричного поля. Параметр ідеальності плазми  $\gamma$  для нашого випадку ( $n_e \sim 350 \div 750$  см<sup>-3</sup>) складе  $6,43 \cdot 10^{-5}$  при величині потенційної ями на низькоенергетичному «хвості» рідбергівського континууму  $\epsilon_0$  близько  $2,5 \cdot 10^{-5}$  еВ [Майоров и др., 1994].

Таким чином, у дисертації вирішується завдання натурної параметризації і аналіз розв'язків рівняння Пуассона для середнього самоузгодженого електростатичного поля електронів у щільному газі стандартної атмосфери. У зв'язку зі складністю кінетики основного складу атмосфери як базові данні розглядаються результати обробки більше 2000 літакових зондувань електричного поля атмосфери [Цефрас, 1961; Материалы ..., 1963]. Огляд і інтерпретація даних зондування був виконаний для внутрішньої структури хмар і викладений раніше в монографії і статтях [Имянитов, Чубарина, 1965], проте зіставлення з електростатичним полем у контексті самоузгодженого поля сухої атмосфери і глобальної стратифікації хмарності не проводилося. Ефективна діелектрична проникність електрон—іонної підсистеми атмосфери як електрично активного середовища (комплексні значення  $\epsilon$ ) оцінювалася за натурними спостереженнями за концентраціями позитивних і від'ємних іонів у приземному шарі.



## Висновки до розділу 2

Атмосфера є відкритою системою по відношенню до космічного випромінювання в різних діапазонах довжин хвиль. Сумарний потік короткохвильової радіації становить  $0,500 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{хв})$ , тоді як теплове випромінювання Земної поверхні –  $0,572 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{хв})$ , а теплове випромінювання тропосфери –  $0,545 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{хв})$  [Таблицы ..., 1976, с., 1003 ]. Для жорсткого та теплового випромінювання величини відповідають за порядком.

У зв'язку з великою проникністю атмосфери видиме випромінювання поглинається земною поверхнею, а жорстка компонента розсіюється у вигляді електронних злив, визначаючи іонізацію всієї атмосфери. При середній сонячній активності потік ультрафіолетової радіації при довжині хвилі  $10 \text{ нм} < \lambda < 130 \text{ нм}$  становить  $(10-100) \cdot 10^9 \text{ фотон}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Для щільних шарів атмосфери (тропосфера) електрони перебувають у зв'язаному стані з електронегативними молекулами повітря, тому електрометричні спостереження в основному реєструють негативні іони і частково електрони. Ефективність реєстрації залежить від дебаївського екранування, бар'єрного потенціалу конденсаторної комірки і адсорбційного шару електрода (конденсована вода), що дає неминуче занижені результати для електронів теплових і холодних енергій.

Злизові і радіаційні електрони, проникаючи в верхню тропосферу, в результаті зіткнень з газом основного складу атмосфери втрачають свою енергію і термалізуються в область теплових і холодних енергій. Саме в цій області відбувається формування просторових зарядів, однак кількість електронів не визначається термодинамічною рівновагою, так як при  $k_B T \sim 0,025 \text{ еВ}$  електрон не може іонізувати молекулу з іонізаційним потенціалом порядку одного ридберга (10–15 еВ). Це говорить про те, що іонізаційний баланс атмосфери є не флуктуаційно термодинамічний, а кінетично радіаційний.

У фізиці плазми зазвичай ігнорується факт, що іонізація атома або молекули відбувається через збуджений стан квантової системи. Не дивлячись на це, дослідження на ракетах і супутниках все з більшою надійністю підтверджують присутність в нижній і верхній стратосфері значної кількості збуджених частинок. По суті, зараз можна казати про те, що у верхній атмосфері є ціла велика область, в якій значна частка частинок має істотно надлишкову, в порівнянні з розподілом Больцмана, внутрішньою енергією. Наявність великої кількості збуджених частинок в стратосфері призводить до симбатної стратифікації нижньої стратосфери електричним полем, що добре узгоджується з даними [Дегтярев и др., 1981], де експериментально зареєстровані страти УФ-випромінювання в діапазоні довжин хвиль 1034–1118 Å.

Атоми і молекули, що мають надмірну кількість внутрішньої енергії в порівнянні з розподілом Больцмана утримують цей стан тривалий час істотно змінюючи уявлення про електрично активну частину атмосфери, яка формує електростратифікацію стратосфери, вносячи порівнянний, а то і більший внесок в повну теплову енергію щільних шарів, ніж підсистема радіаційно збудженого газу. Стратифікацію розподілу електронів по висоті можна пов'язати з уповільненою рекомбінацією кулонівських частинок в холодній плазмі повітря [Ткачов, Яковленко, 2001].

Рідбергівські та збуджені молекули значно сильніше притягуються до електричних неоднорідностей і практично локалізуються в місцях утворення. Зменшення рухливості і скейлінг міжатомної взаємодії на порядок  $n^4$ ,  $n^{11}$  забезпечують механічну стабільність такої фази за час життя існування ексимерів і по суті може визначати конденсацію молекул води в тропосфері і нижній стратосфері.

Аналогічним чином масштабується дипольна кулонівська взаємодія, зменшуючи рухливість поляронних електронів, локалізуючи їх у шари і, як наслідок, стабілізуючи полярні молекули води (водяна пара) у шари за рахунок дипольних сил. Інакше кажучи, збуджені атоми і молекули

додатково є стабілізаторами вільних електронів або рідбергівських поляронів, поставляючи електрони в систему. Таким чином, на додаток до електронів розсіювання, кількість вільних носіїв буде істотно більше, збільшуючись на порядки через захоплення електронів рідбергівськими молекулами. Для тропосфери масштабованість кулонівської взаємодії дозволяє на якісному рівні прояснити механізм зміни процесів конденсації водяної пари зміною день–ніч як зменшення кількості збуджених молекул у нічний час.

Уявлення про вертикальний розподіл збуджених частинок як про одну з фундаментальних особливостей електричної будови атмосфери покладено в основу побудови одновимірної моделі середнього електричного поля нижньої атмосфери і аналізу стратифікації хмар електричним полем.

## Перелік використаних джерел до розділу 2

1. *Агранович В. М.* Теория экситонов. Москва: Наука, **1968**. 384 с.
2. *Адушкин В.В., Соловьев С.П.* Генерация электрического и магнитного поля при воздушных, наземных и подземных взрывах. *Физика горения и взрыва*. **2004**. Т. 40. № 6. С. 42—51.
3. Атмосфера. *Справочник (справочные данные, модели)* / под ред. С.Ю. Седунова. Ленинград: Гидрометеиздат, **1991**. 510 с.
4. *Басс В.П.* Молекулярная газовая динамика и ее приложение в ракетно—космической технике. Київ: Наукова думка, **2008**. 269 с.
5. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. **2012**. Т. 34. № 3. С. 145–154.
6. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**. Т. 35. № 4. С. 140–153.

7. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы (до высот 12 км). *Геофизический журнал*. 2014. Т. 36. № 5. С. 91–117.
8. Брагин Ю.А. Исследование знака пространственного заряда атмосферы до высоты 86 км. *Космические исследования*. 1969. Т. 5. Вып. 3. С. 465–467.
9. Брагин Б.А., Шамахов Б.Ф. Прямые исследования знака пространственного заряда атмосферы ниже 50 км. *Космические исследования*. 1969. Т. 7. № 5. С. 741–746.
10. Брагин Ю.А., Тютин А.А., Кочев А.А., Тютин А.А. Прямые измерения напряженности электрического поля атмосферы до 80 км. *Космические исследования*. 1974. Т. 12. Вып. 2. С. 306–308.
11. Брагин Ю. А., Кочев А. А., Брагин О. А. Прямые измерения электрической проводимости и времени релаксации ионизированного воздуха в стратосфере и мезосфере. *Космические исследования*. 1975. Т. 11. Вып. 1. С. 124–129.
12. Брагин Ю.А., Кочев А.А., Кихтенко В.Н., Смирных Л.Н., Тютин А.А., Брагин О.А., Шамахов Б.Ф. Электрическое строение стратосферы и мезосферы по данным ракетных исследований // В кн. Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, 1981. С. 165—183.
13. Брагин Ю.А., Зинатулин Р.М., Струминский В.И., Шамахов Б.Ф. Прямые измерения низкочастотных ( $10^{-2}$ – $10^2$  Гц) колебаний электрического поля атмосферы ниже 25 км. // В кн. Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, 1981. С. 183—191.
14. Власов М.Н. Поведение возбужденных атомов и молекул в верхней атмосфере на высотах 40–300 км. *Геомагнетизм и аэрономия*. 1973. Т. 13. № 4. С. 705–709.
15. Востриков А.А., Дубов Д.Ю. Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам. I. Образование  $(\text{CO}_2)_N^-$ . *ЖТФ*. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 8–15.

16. *Востриков А.А., Дубов Д.Ю.* Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам. II. Образование  $(\text{H}_2\text{O})_N^-$ ,  $(\text{N}_2\text{O})_N^-$ ,  $(\text{N}_2)_N^-$ . *ЖТФ*. **2006**. Т. 76. Вып. 12. С. 1–15.
17. *Галкин А.И., Ерофеев Н.М.* Короткопериодические изменения высот ионосферных отражений. *Геомагнетизм и аэронавигация*. **1969**. Т. 14. № 13. С. 562–563.
18. *Голубков Г.В., Манжелей М.И., Карпов И.В.* Химическая физика верхней атмосферы. *Химическая физика*. 2011, а. Т. 30. № 5. С. 55–60.
19. *Голубков Г.В., Голубков М.Г., Карпов И.В.* Микроволновое излучение атмосферы, индуцированное импульсным гамма—источником. *Химическая физика*. **2011**, б. Т. 30. № 5. С. 61–74.
20. *Григорьев В.П., Коваль Т.В., Козловский А.В.* Влияние магнитного поля анодного тока на движение электронов в триоде с виртуальным катодом. *ЖТФ*. **2006**. Т. 76. № 9. С. 55–58.
21. *Данилов А.Д., Власов М.Н.* Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Ленинград: Гидрометеиздат, **1973**. 191 с.
22. *Дегтярев В.С., Тучков Г.А., Тютин А.А.* Результаты ракетных измерений УФ—излучения в нижней мезосфере и стратосфере // В кн. Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, **1981**. С. 211—214.
23. *Демехин Ф.В., Омеляненко Д.В., Сухоруков В.Л., Демехина Л.А., Вернер Л, Килих В, Эресман А, Шморанцер Х, Шартнер К.–Х.* Интерференционные эффекты в процессах резонансного возбуждения  $1s-\pi^*$  молекулы NO. *Журнал структурной химии*. **2008**. Т. 49. С. S67–S76.
24. *Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А., Хихлуха Д.Р.* Взаимодействие ридберговских атомов с медленными электронами. *Физическое образование в вузах*. **2010**. Т. 16. № 2. С. 116–121.
25. *Игнатов А.М., Коротченко А.И., Макаров В.П., Рухадзе А.А., Самохин А.А.* Об интерпретации вычислительного эксперимента с классической кулоновской плазмой. *УФН*. **1995**. Т. 165. № 1. С. 113–117.

26. *Имянитов И.М., Чубарина Е.В.* Электричество свободной атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, **1965**. 240 с.
27. *Ключарев А.М., Мишаков В.Г., Тимофеев Н.А.* Введение в физику низкотемпературной плазмы. Санкт-Петербург: Изд-во. С.-Петерб. Ун-та, **2008**. 222 с.
28. *Колоколов Л.У.* О взаимодействии фотоэлектронов с плазменными колебаниями. *Космические исследования*. **1974**. Т. 12. Вып. 1. С. 138–140.
29. *Кудрявцев В.П., Стрелков А.С.* О передаче энергии медленными электронами ионосферному газу. *Геомагнетизм и аэрономия*. **1974**. Т. 14. № 5. С. 902–904.
30. *Кузнецов С.П.* Нелинейная динамика лампы обратной волны. *Изв. вузов. «ПНД»*. 2006. Т. 14. № 4. С. 3–35.
31. *Мак-Ивен М., Филипс Л.* Химия Атмосферы. Москва: Мир, **1978**. 376 с.
32. *Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Неожиданные свойства классической кулоновской плазмы, обнаруженные на основе моделирования из первопринципов. *Математическое моделирование*. **1992**. Т. 4. № 7. С. 3–30.
33. *Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Метастабильная переохлажденная плазма. *УФН*. **1994**. Т. 164. № 3. С. 297–307.
34. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным самолетного зондирования в период международного геофизического года и международного геофизического сотрудничества 1958—1959 гг. / под ред. И. М. Имяникова. Ленинград: Гидрометеиздат, **1963**. 228 с.
35. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1971–1972 (Япония). Ленинград, 1974. 53 с.
36. *Нестеров В.П.* Об образовании узкого спорадического слоя Е. *Геомагнетизм и аэрономия*. **1974**. Т. 14. № 2. С. 239–243.
37. *Нокс Р.* Теория экситонов. Москва: Мир, **1967**. 220 с.

38. *Ораевский А.Н.* Существует ли коллективный диэлектрик? *Письма в ЖЭТФ*. 2003. Т. 78. Вып. 1. С. 8–10.
39. *Пекар С.И.* Исследования по электронной теории кристаллов. Москва; Ленинград: Гостехиздат, **1951**. 256 с.
40. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. Москва: Наука, **1984**. 431 с.
41. *Ридберговские* состояния атомов и молекул / под ред. Р. Стеббингса, Ф. Даннинга. Москва: Мир, **1985**. 496 с.
42. *Савун О.И, Сенчуро И.Н., Шаврин Н.И., Шумиуров В.И.* Распределение доз радиации в радиационных поясах земли в годы максимума солнечной активности. *Космические исследования*. **1973**. Т. 11. Вып. 1. С. 119–129.
43. *Смирнов Б.Н.* Возбужденные атомы. Москва: Энергоиздат, **1982**. 231 с.
44. *Таблицы* физических величин / под ред. И.К. Кикоина. Москва: Атомиздат, **1976**. 1009 с.
45. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* О коллективных колебаниях метастабильной переохлажденной плазмы. *Краткие сообщения по физике ФИАН*. **1995**. № 11–12. С. 67–72.
46. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Стохастическое взаимодействие и релаксация классической кулоновской плазмы. *Письма в ЖТФ*. **1997**, а. Т. 23. № 17. С. 68–76.
47. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Предельно неидеальная метастабильная переохлажденная плазма. *ЖТФ*. **1997**, б. Т. 67. № 8. С. 42–52.
48. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Об аномальном замедлении релаксации в ультрахолодной плазме. *Письма в ЖЭТФ*. **2001**. Т. 73. Вып. 2. С. 71–73.
49. *Физический* энциклопедический словарь / под ред. А.М. Прохорова. Т. 1. Москва: Советская энциклопедия, **1984**. 944 с.
50. *Флуктуации* электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ / под ред. М.С. Александрова. Москва: Наука, **1972**. 195 с.

51. *Фрелих Г.* Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. Москва : Изд-во иностранной литературы, **1960**. 251 с.
52. *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. Москва: Мир, **1977**. 672 с.
53. *Церфас К.Э.* Электрические характеристики атмосферы в вертикальном разрезе в Ташкенте по наблюдениям в период МГГ. *Материалы конференции по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959)* / под ред. К.Т. Логвинова. Москва: Гидрометеоздат (отделение), **1961**. С. 260–274.
54. *Anderson D.A.* **2015**. Rydberg molecules and circular Rydberg states in cold atom clouds / Doctor of Philosophy (Applied Physics) in The University of Michigan, 157 p.
55. *Bazilevskaya G.A., Usoskin I.G., Flückiger E.O., Harrison R.G., Desorgher L., Bütikofer R., Krainev M.B., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S., Kovaltsov G.A.* **2008**. Ionisation Processes in Planetary Atmospheres Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere. Planetary Atmospheric Electricity. London: Springer, 149–173.
56. *Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I.* **2010**. The Atmosphere and Ionosphere. Dynamics, Processes and Monitoring. Springer, 378 p.
57. *Evans W.F.J., Hanten D.M., Llewellyn E.J., Vallance-Jones A.* **1968**. Altitude profile of the infrared atmospheric system of oxygen in the dayglow. *Journal of Geophysical Research*. 73, 2285–2896.
58. *Focken C.M.* **1934**. The mobilities of ions and electrons in pure gases. *Transactions and proceedings of the New Zealand Institute*. 63, 285–314.
59. *Golubkov G.V., Golubkov M.G., Manzhelii M.I.* **2012**. Microwave Radiation in the Upper Atmosphere of the Earth During Strong Geomagnetic Disturbances. *Russian Journal of Physical Chemistry*. B.6. Issue 1, 112–127.



60. *Gringel W.* **1986**. Electrical structure from 0 up to 30 kilometers, in: *The Earth's Electrical Environment*. Washington: National Academic Press, DC. 166–182.
61. *Handbook of geophysics and the space environment.* **1985**. / Scientific editor by Adolph S. Jursa. 1042 p.
62. *Haslett J.C, Megill L.R, Schiff H.I.* **1969**. Rocket measurements of oxygen  $O_2(1\Delta g)$ . *Can. J. Phys*, 47, 2351–2354.
63. *Hayakawa M.* **2009**. *Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes*, Transworld Research Network. Trivandrum, 279 p.
64. *Killian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., Orozco L.A., Orzel C., Rolston S.L.* **1999**. Creation of an Ultracold Neutral Plasma. *Physical Review Letters*, 83, 4776. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.4776.
65. *Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G. Lebreton J.P., Blanc M.* **2008**. *Planetary Atmospheric Electricity*. Springer, 535 p.
66. *Levy M., Perdew J.P., Sahni V.* **1984**. Exact differential equation for the density and ionization energy of a many–particle system. *Phys. Rev. A*. 30, 2745–2748.
67. *Niall O.* **2011**. *Electrical, optical and acoustic diagnostics of atmospheric pressure gas discharges: a thesis for the degree of Philosophiae Doctor*. Dublin City University, 168 p.
68. *Murillo M.S., Bergeson S.D.* **2015**. Ultracold neutral plasmas well into the strongly coupled regime. *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, 64, 223–271.
69. *Ogawa T., Tanaka E., Tamura Y.* **1968**. Measurement plan of atmospheric electrical field for altitudes between 0 and 60 km. *In Planetary Electrodynamics, Vol. 1, S.C. Coronity and J. Hughes, eds., Gordon and Breach, New York*, 461–468.
70. *Reid G.C.* **1970**. Production and loss of electrons in the quiet daytime D region of the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 75, 2551–2562.

71. *Robert-de-Saint-Vincent M., Hoffman C.S., Schempp H., Gunter G. Whitlock S., Weidemuller M.* **2013**. Spontaneous avalanche ionization of a strongly blockaded rydberg gas. *Physic review letter*, 110(4), 0450041–0450045.
72. *Smith G.D., Molina L.T., Molina M.J.* **2000**. Temperature dependence of O(<sup>1</sup>D) quantum yields from the photolysis of ozone between 295 and 338 nm. *J. Phys. Chem. A.* 104, 8916–8921.
73. *Stolzenburg M., Marshall. T.C., Krehbiel P.R.* **2015**. Initial electrification to the first lightning flash in New Mexico thunderstorms. *Journal of geophysical research: Atmospheres*, 120. Issue 21, 11,253–11,276.
74. *Teixeira R.C., Hermann–Avigliano C., Nguyen T.L., Cantat–Moltrecht T., Wyatt W.T.* **1967**. Computed electron drift velocity in moist air. Report 1890, U.S. Army engineer research and development laboratories, Fort Belvoir, Virginia, 22 p.
75. *Teixeira R.C., Hermann–Avigliano C., Nguyen T.L., Cantat–Moltrecht T., Raimond J. M., Haroche S., Gleyzes S., Brune M.* **2015**. Microwaves probe dipole blockade and van der Waals forces in a cold rydberg gas. *Physical review letters*, 115. Issue 1–3, 013001–013005.

### РОЗДІЛ 3. ВЕРТИКАЛЬНА СТРАТИФІКАЦІЯ ХМАР І СТРУКТУРА ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРИ В ПЕРІОД АКТИВНОГО І СПОКІЙНОГО СОНЦЯ

#### 3.1. Модова стабільність експериментальних профілів щільності об'ємного заряду атмосфери

Як показують теоретичні розрахунки й експериментальні спостереження, конденсація водяної пари в абсолютно чистому повітрі може відбуватися лише у разі дуже великих перенасичень. Причиною утворення зародкових крапель за відсутності яких-небудь домішок є флуктуація щільності водяної пари. Під час таких коливань утворюються комплекси молекул, які в певних умовах стають стійкими і виступають зародками крапель води [Матвеев, 1984; Khvorostyanov, Curry, 2014].

З термодинамічної точки зору [Khvorostyanov, Curry, 2014], утворення хмар відбувається поблизу потрібної точки конденсації (в електрично нейтральному середовищі), проте ще у працях [Thomson, Thomson, 1928; Оболенский, 1934], а пізніше в [Русанов, 1978; Rusanov, Kuni, 1984; Yu, 2005; Levdanskii et al., 2007] показано, що в іонізованому повітрі конденсація пари можлива в ненасиченому повітрі. Наявність електричного заряду того або іншого знаку на ядрах конденсації призводить до зменшення рівноважної пружності водяної пари, необхідної для утворення на ній крапель. Вплив електричних зарядів тим більше, чим менше радіус крапель. Таким чином, формування хмар на ядрах конденсації відбувається не в електрично нейтральному середовищі, а на фоні процесів електрично активної поляризованої підсистеми повітря у формі колективних ленгмюрівських та іонно-звукових коливань. Ініціаторами конденсації (ядрами конденсації) можуть виступати збуджена та іонна підсистеми атмосфери.

Для стандартної атмосфери барометричний розподіл не містить спостережувану стійку стратифікацію водяної пари з висотою. Незалежні

спостереження [Atmospheric ...,1985; Handbook ..., 2003] вертикального профілю  $\text{H}_2\text{O}$  різними методами показують, що він сильно порізаний і складається з шарів, які чергуються, з характерною товщиною порядку одного кілометра. Оскільки глобальний розподіл вологи в атмосфері головним чином представлений у вигляді молекул і комплексів  $(\text{H}_2\text{O})_n$ , що є електроактивними [Востриков, Дубов, 2006], вони істотно сильніше притягуюватимуться електричним полем і практично локалізуватимуться у місцях утворення, створюючи шари, колективізуючи збуджені молекули разом з електронами у флюїд. Зменшення рухливості та скейлінг міжатомної взаємодії забезпечує механічну стабільність такої фази [Белый, Зеленин, 2014] за час життя  $\tau$  існування збуджених молекул ( $\text{O}_2^*$ ,  $\text{N}_2^*$ ,  $\text{NO}^*$ ,  $\text{H}_2\text{O}^*$ ) у тропосфері. Відповідно до праці [Смирнов, 1982] час життя збуджених молекул  $\tau$  від 12 до 140 с. Велика кількість збуджених поляризованих частинок  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$  у нижній стратосфері призводить до симбатної стратифікації нижньої стратосфери електричним полем, що добре узгоджується з даними [Дегтярев и др., 1981] та розрахунками [Белый, Зеленин, 2017], де експериментально зареєстровані страти УФ-випромінювання в області довжини хвиль 1034–1118 Å.

Прямі ракетні виміри [Брагин, 1969; Брагин, Шамахов, 1969; Брагин и др., 1974] вертикальної напруженості електричного поля показали, що електричне поле вільної атмосфери на висотах 15 — 80 км здійснює від п'яти до десяти вертикальних коливань кожні 2 км, зберігаючи характерні екстремуми повного коливання поля  $E$  близько 1 км. Нижче 15 км [Leblanc et al, 2008, с. 364; Stolzenburg et al, 2008; Мареев, 2010] кожен екстремум (страта) електричного поля має тонку біфуркаційну структуру типу подвоєння періоду аж до флуктуаційного «частоколу» з довжиною хвилі 5—10 м. Автори представили багатий експериментальний матеріал, проте завдання не розглядалося в контексті глобальної стратифікації атмосфери самоузгодженим електричним полем [Белый, Зеленин, 2013, а]. Для тропосфери цей підхід був розглянутий у праці [Белый, Зеленин, 2013, б], де

на основі експериментальних даних виявлені кореляційні залежності між вертикальним електричним полем і нижньою межею (н. м.) хмар.

Для характеристики напруженості електричного поля на різних висотах використовувалися дані, отримані за програмою Міжнародного геофізичного року (МГР) і Міжнародної геофізичної співпраці (МГС) у 1958—1959 рр. [Материалы ..., 1961; Материалы ..., 1965]. Сплайн-апроксимація вертикального розподілу похідної напруженості електричного поля  $\partial E_z / \partial z$  виявила модову стабільність експериментальних розподілів (кількість повних коливань  $E_z$ ), що становить 19–22 значень до висот 7 км. Також спостерігається біфуркаційний характер самоподібності кривої у вигляді дублетності піків коливань  $E_z$ . Модова стабільність виявилася стійкою. Вона спостерігається для усіх сезонів року за увесь період літакового зондування з 1958 по 1965 р.

У таблиці 3.1.1 наведені середньомісячні значення модової стабільності вертикального розподілу щільності об'ємних зарядів  $\partial E_z / \partial z$  з висотою для Ташкента за 1958 і 1965 рр.

Таблиця 3.1.1. Середньомісячна модова стабільність вертикального розподілу градієнта напруженості електричного поля  $\partial E_z / \partial z$  з висотою у вигляді хвилевих пакетів (А,Б,В,Д)

Місяць року	1958					1965				
	К-сть піків	А	Б	В	Д	К-сть піків	А	Б	В	Д
Січень	20	4	3	5	8	21	4	5	8	5
Лютий	25	4	4	9	8	Немає даних				
Березень	24	4	5	7	8	Немає даних				
Квітень	20	4	3	8	5	18	3	3	7	5
Травень	21	4	3	7	7	18	3	3	7	5
Червень	20	4	4	7	5	19	5	4	5	5
Липень	23	4	5	7	7	19	3	4	5	7
Серпень	21	2	3	9	7	19	4	4	7	4
Вересень	21	3	3	7	8	21	3	4	9	5
Жовтень	20	3	4	6	7	22	3	4	8	7
Листопад	21	3	5	7	6	23	3	5	8	7
Грудень	22	3	5	8	6	20	4	4	7	5

На рис. 3.1.1 зображений сезонний розподіл  $\partial E_z / \partial z$  на різних висотах у період активного (1958) і спокійного (1964) Сонця (див. додаток 1). Щільність об'ємних зарядів побудована за даними напруженості електричного поля, виміряних на різних висотах і усереднених за увесь період спостережень для умов «ясного неба».

Як видно з рис. 3.1.1, вузлова стабільність локальних мод щільності об'ємного заряду (повні коливання  $E$ ) виявилася стійкою у різні періоди активності Сонця. Зміни відбуваються тільки в амплітуді екстремумів. При зміні сезону року або яскраво виражених погодних умовах (циклонна діяльність) кількість повних коливань  $E_z$  варіюється як в менший, так і у більший бік шляхом об'єднання або дроблення екстремумів на різних висотних горизонтах, зберігаючи вузлову стабільність. Усереднений за весь період спостережень масив даних виявляє ту ж структуру, що і моментні спостереження (щоденне зондування). Тому картина є не лише модовостійкою, але і подібною.

Фіксація вузлових площин не характерна для лінійних задач, де при зміні граничних умов відбувається зміна модового складу і зрушення вузлових точок суми мод (фігури стоячих хвиль Лісажу). Просторова і тимчасова структури електричного поля [Флуктуации ..., 1972] не є гармонійними функціями класичної електростатики з використанням аналітичних сплайнів [Материалы ... 1961; Имянитов, Чубарина, 1965, с. 271], які неявно усереднюють профіль поля по середній лінії для вирішення рівняння, що параметрично залежить від початкових умов та діелектричної постійної середовища  $\varepsilon(r)$ . Зростання потенціалу відносно Землі (інтегрування поля) відбувається не лише через асиметрію розподілу піків, але і внаслідок різної форми позитивної і негативної півхвилі (легкі електрони і важкі іони).

У період активного Сонця інтегральна негативна складова екстремумів щільності об'ємного заряду істотно більша, ніж у період спокійного.

Детальність розподілу збільшується. У період спокійного Сонця яскравіше виражена інтегральна позитивна складова екстремумів.

Оскільки сума квантового виходу [електрон / фотон] УФ-випромінювання  $I_{\text{уф}}$ , оже-іонізації  $I_{\text{оже}}$ , електронного збудження  $I_{\text{ез}}$ , Ян-тейлерівського коливального збудження  $I_{\text{ят}}$  складає одиницю:  $I_{\text{уф}} + I_{\text{оже}} + I_{\text{ез}} + I_{\text{ят}} = 1$ , то збільшення потоку сонячної радіації призведе до перерозподілу квантового виходу у бік фотозбудження:  $I_{\text{оже}} + I_{\text{ез}} + I_{\text{ят}} \gg I_{\text{уф}}$ . Це сприятиме збільшенню поляризованості збуджених атомів і молекул, а також більшому екрануванню вільних зарядів зі зменшенням рухливостей електронів до рухливостей іонів [Белый, Зеленин, 2014].

У рамках моделі середнього самоузгодженого електричного поля [Белый, Зеленин, 2012] електрон-іонна стратифікація може виступати початковим процесом, що ініціює глобальну поляризацію збуджених і високополярних молекул, параметри якого достатні для поляризації типу діелектричного резонансу. Діелектричний резонанс описується класичним комбінаційним співвідношенням Максвелла—Гарнетта для активних середовищ [Ораевский, 2003; Турик и др., 2004]. У такому самоузгодженому полі нелінійність стабілізує модовий склад вертикального розподілу щільності об'ємних зарядів у межах 19–22 піків. Цей факт не є тривіальним і зумовлює стабільність стратифікації водяної пари у вертикальному електричному полі.

Таким чином, можна зробити припущення, що стабілізація стратифікованих шарів зарядової щільності відбувається внаслідок аномально великих величин діелектричної проникності  $\varepsilon$ , замикаючої флуктуації електрон-іонної підсистеми, а також збуджених і високополярних молекул у режимі дипольної блокади [Daniel, Pierre, 2010; Robert-de-Saint-Vincent et al., 2013; Murillo, Bergeson, 2015; Teixeira et al., 2015] з умовою повного внутрішнього відображення внутрішньої електромагнітної хвилі.

Відповідно до праць [Белый, Зеленин, 2012, 2013, а, б] самоузгоджене рівняння Пуассона для електрон-іонної підсистеми атмосфери, яке описує

вертикальну електричну стратифікацію, є істотно нелінійним. У ньому флуктуації експериментально спостереженого електричного поля відповідають сильно осцилюючій частині рішення електростатичного потенціалу і гіперполяризованості атмосферних іонів і електронів. У такій системі діелектрична проникність може досягати аномально великих значень. Такі значення  $\epsilon$  й зумовлюють електричну міцність атмосфери як багат шарового конденсатора від 5 кВ у ясну погоду, до  $10^6$  кВ (грозова активність) відносно точки Землі. Якісно картинка схожа на флуктуаційну структуру критичної точки поблизу фазового переходу першого роду [Ландау, 1937, а, б] — точки нейтральності електричного потенціалу атмосфери.

### 3.2. Геометричний переріз частинок і крапель різних радіусів

Молекулярний вміст водяної пари  $W$  (наприклад, купчаста хмара  $W \sim 0,08$  г/м<sup>3</sup>) відносно до вмісту стандартної атмосфери ( $N_2, O_2$ )  $\sim 1,225$  кг/м<sup>3</sup> складе величину  $0,08/1225 \approx 7 \cdot 10^{-5}$  г/м<sup>3</sup> або  $10^{-3}$  %. Незважаючи на це, геометричний переріз іонізації для молекул стандартної атмосфери (фонова іонізація) і хмарного аерозолі (аероіони, комплекси водяної пари, краплі) можуть порівнюватися між собою при допустимих параметрах розподілу хмарних крапель.

Розподіл молекул і комплексів водяної пари за розмірами в діапазоні від 0,5 до 1 мкм досить коректно описується гама-розподілом [Атмосфера ..., 1991]:

$$n(r) = N_0 f(r),$$

де нормований на одиницю спектр розмірів крапель  $f(r)$  має вигляд

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha + 1)\beta^{\alpha+1}} \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right),$$

де  $\alpha, \beta$  — безрозмірні параметри розподілу.



Цей розподіл описує зв'язок характерного розміру крапель з такими параметрами хмарності, як водність  $W$  і концентрація частинок  $N$ . З огляду на те, що гама-розподіл є мало параметричним, зі збільшенням середнього вологовмісту збільшується і кількість комплексів водяної пари, а також середній розмір комплексу. Пропорційність зберігається у діапазоні зміни кількості комплексів і складає дев'ять порядків  $N_k \sim 10^{-6} \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ .

Оцінимо в геометричному наближенні ефективний поперечний переріз молекул стандартної атмосфери на прикладі молекули ( $\text{O}_2$ ) і крапель різного радіусу. Уявимо собі шар газу об'ємом  $1 \text{ см}^3$ . Нехай газ складається з молекул, що мають переріз  $\sigma$ , а щільність молекул (їх число в одиниці об'єму) дорівнює  $n_L$ , де  $n_L$  — число Лошмідта. Припустимо, що усі молекули шару перебувають у спокої, а до нього наближається одна молекула, яка при проходженні через шар може зазнати у ньому зіткнення. Тоді геометричний переріз плоскої площини для усіх молекул матиме вигляд

$$\sigma = S^2 \sqrt[3]{(n_L)^2},$$

де  $\sigma$  – геометрична площа перерізу молекул або крапель;  $S$  – площа молекули або краплі;  $n_L$  – число Лошмідта.

У таблиці. 3.2.1 представлені результати площі геометричних перерізів  $\sigma$  молекули  $\text{O}_2$  при зміні числа Лошмідта  $n_L$  з висотою, у таблиці. 3.2.2 — результати геометричних перерізів крапель різних радіусів.

Як видно з таблиці. 3.2.2, при середньому характерному радіусі крапель  $\langle r \rangle = 10^{-3} \text{ см}$  геометричний переріз має порівнянний порядок, як і переріз молекул у проміжку висот 0–5 км (див. таблицю. 3.2.1), а їх концентрація на  $10^{16}$  порядків менша. Прості оцінки показують, що іонізація від конденсованої фази при певних параметрах порівнянна з фоновією іонізацією стандартної атмосфери, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки в конденсованій фазі буде більше (крапля 1 мікрон  $\sim 10^4$  молекул води), ніж у сухій атмосфері.

**Таблиця 3.2.1** Геометричний переріз молекул (фонова іонізація) для різних висот

Висота $Z$ , км	Число Лошмідта $n_L$ , $\text{см}^{-3}$ [Таблицы..., 1976]	Площа молекули $S_{O_2}$ , $\text{см}^2$	Площа перерізу $\sigma$ , $\text{см}^2$
0	$1,94 \cdot 10^{19}$	$8,64 \cdot 10^{-16}$	$0,62 \cdot 10^{-2}$
5	$0,84 \cdot 10^{19}$		$0,36 \cdot 10^{-2}$
15	$0,16 \cdot 10^{19}$		$0,12 \cdot 10^{-2}$

**Таблиця 3.2.2** Геометричний переріз крапель (конденсована фаза)

Краплі	Радіус крапель $r_{\min} - r_{\max}$ , см [Ивлев, Довгалюк, 1999; Qi et al., 2015]	Середній радіус крапель $\bar{r}$ , см	Водність $W$ , $\text{г}/\text{м}^3$	Концентрація $N_k$ , $\text{см}^{-3}$	Площа перерізу $\sigma$ , $\text{см}^2$
1	$10^{-7} - 10^{-4}$	$10^{-5}$	0,08	300	$0,2 \cdot 10^{-5}$
2	$10^{-4} - 10^{-2}$	$10^{-3}$			$0,2 \cdot 10^{-1}$
3	$10^{-2}$	$10^{-2}$			1,8

*Примітка:* 1 – ядра конденсації, 2 – хмарні частинки, 3 – краплі опадів.

Відповідно до праці [Голубков и др., 2011,а] довжина пробігу жорсткої компоненти випромінювання  $L_\gamma$  на різних висотах має такі параметри: при  $Z \sim 0$  км  $L_\gamma \sim 300$  м, при  $Z \sim 10$  км  $L_\gamma \sim 690$  м. Такі величини порівнянні з середньою вертикальною протяжністю хмар (наприклад, Sc) [Беспалов и др., 2011]. Таким чином, електрони, проходячи конденсовану фазу (хмара), повністю втрачають свою енергію до значень 1–10 еВ [Далгарно, 1970; Alves et al., 2016] і локалізуються хмарою. Це може означати, що конденсована фаза служить додатковим джерелом іонізації, що підтримує електричну стабілізацію хмари. При цьому важливо зазначити, що заряди крапель у хмарі можуть досягати великих значень  $q \sim 2000 e$  [Шишкин, 1964; Ardon-Dryer et al., 2015], де  $e$  – елементарний заряд.

Отже, полярно-активна фаза, накопичуючись у страті (екстремум поля  $E$ ) у молекулярній формі (молекули і комплекси  $(\text{H}_2\text{O})_n$ ), призводитиме до симбатного накопичення мікрокрапель водяної пари в екстремумах електричного поля атмосфери.

Розглянемо зв'язок середньої водності у хмарах типу St–Sc і вертикального профілю напруженості електричного поля до висот 1,5 км. Для побудови регресійної залежності в роботі використані дані результатів спостереження водності (4800 вимірів), виконаних на літаках-лабораторіях ІЛ–14, за холодний період (1960–1964 рр.) над Україною [Галаджий и др., 1965] і дані напруженості електричного поля на різних висотах, усереднені за увесь період спостережень (1964) [Материалы ..., 1965].

Кореляційна залежність середньої водності  $W$  г/м<sup>3</sup> для хмар типу St–Sc і середньорічної структури вертикального електричного поля  $E$  В/м зображена на рис. 3.2.1. Значення експериментальних і теоретичних результатів наведені у таблиці 3.2.3.

Рівняння лінійної регресії для всього ряду визначено методом найменших квадратів і має вигляд

$$y = 0,028 + 0,034x, \quad (3.2.1)$$

де  $y$  – водність хмари  $W$  (залежна змінна або змінна відгуку);  $x$  – напруженість електричного поля (незалежна змінна або предиктор). Результати рівняння (3.2.1) зображені на рис. 3.2.1 і наведені у табл. 3.2.3.

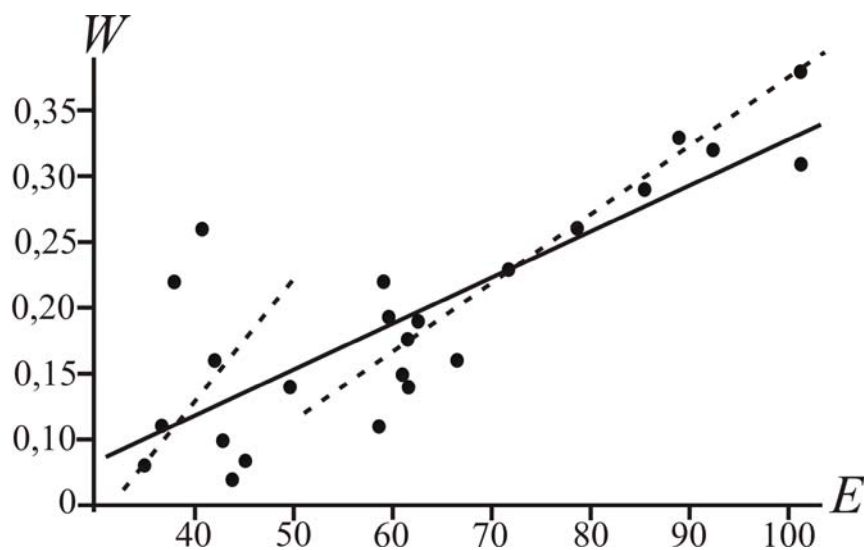


Рис. 3.2.1 Кореляційна залежність середньої водності хмари з висотою  $W$ , г/м<sup>3</sup> від вертикального електричного поля  $E$ , В/м.

Таблиця 3.2.3 Відповідність експериментальних і розрахованих за рівнянням (3.2.1) даних водності  $W$  і напруженості електричного поля  $E$

$E$	88,4	101,3	101,3	92,4	85,5	78,6	71,7	66,5
$W_{екс}$	0,38	0,42	0,36	0,37	0,34	0,31	0,28	0,21
$W_в$	0,35	0,40	0,40	0,36	0,33	0,30	0,27	0,24
$E$	62,5	60,9	61,6	61,8	59,9	59,0	58,6	49,6
$W_{екс}$	0,24	0,20	0,19	0,23	0,24	0,27	0,16	0,19
$W_в$	0,22	0,21	0,22	0,22	0,21	0,20	0,2	0,16

Примітка.  $E$  — експериментальна усереднена вертикальна напруженість електричного поля,  $W_{екс}$  — експериментальна вертикальна водність,  $W_в$  — вертикальна водність, обчислена за рівнянням (3.2.1).

Середнє вертикальне розподілення водності (1960–1964 р.) добре групується відносно величини електричного поля. Зокрема, значенням напруженості електричного поля у діапазоні від 0 до 50 В/м відповідає дев'ять значень водності. Рівняння регресії для них має вигляд:  $y = 0,243 + 0,0013x$ . Значенням напруженості електричного поля в діапазоні від 50 до 110 В/м відповідає п'ятнадцять значень водності, а рівняння регресії має вигляд  $y = -0,064 + 0,004x$ . На основі експериментальних даних виділяється ділянка слабких (0–50 В/м), середніх (50–70) та високих (70–110 В/м) полів (див. рис. 3 пунктирні лінії). Можна припустити, що аналогічна залежність буде існувати й всередині інших хмарних утворень.

Зі збільшенням водності термодинамічно зростає середній розмір крапель, збільшується геометрична площа перерізу частинок і зростає іонізація конденсованої фази. З огляду на те, що гама-розподіл є мало параметричним, зі збільшенням середнього вологовмісту збільшується і кількість комплексів водяної пари, а також їх середній розмір. Це в свою чергу призводить до росту іонізації.

### 3.3. Вплив сонячної активності на загальні характеристики хмарності

В усьому циклі літакових вимірів електричного поля атмосфери [Материали ..., 1961; Материали ..., 1963; Материали ..., 1965] під час польотів фіксувалися нижня і верхня межі хмарності, а також атмосферні явища, що слугує важливим метеорологічним чинником, який не фіксується при наземних спостереженнях. Загальна кількість вильотів у 1958 р. (активне Сонце) — 173, у 1965 р. (спокійне Сонце) — 150. Для аналізу поведінки хмарності за ці періоди були вибрані хмари нижнього ярусу Sc, Ns, середнього As, As і вертикального розвитку Cu.

На рис. 3.3.1 (див. додаток 2) зображені частотні діаграми повторюваності висоти н. м. хмарності за 1958 і 1964 рр. Числові значення наведені у таблиці 3.3.1. Рисунки повернені так, що вісь абсцис відповідає висоті  $Z$ , км, вісь ординат — кількість спостереженої хмарності. Частотні діаграми не нормовані.

Таблиця 3.3.1 Загальна кількість спостережених випадків утворення нижньої межі хмар за морфотипами і кількість вертикальних горизонтів, на яких фіксувалася нижня межа хмар

Хмарність	Число займаних горизонтів		Загальне число спостережених випадків	
	1958	1964	1958	1964
Sc	29	9	66	13
Ns	19	9	43	10
As	36	13	81	16
Ac	39	30	126	57
Cu	3	9	3	9

Як видно з рис. 3.3.1, основною рисою частотного розподілу висоти утворення н. м. хмарності є її дискретність розподілу (не безперервне) по горизонтах впродовж спостережених періодів і наявність горизонтів, де хмарність відсутня. У період активного Сонця висота утворення н. м. хмар

(загальне число спостережених випадків) для усіх представлених морфотипів (окрім Cu) у 2 рази, а в деяких у 4–5 разів перевищує значення, спостережені у період спокійного Сонця (див. табл. 3.3.1). Якісно це відповідає природі конденсації пари на заряджених центрах та іонах при збільшенні іонізації атмосфери (див., наприклад [Пономарев и др., 2012]), тобто очевидний радіаційно-електричний характер загальної стратифікації водяної пари.

Зупинимося на статистичних особливостях хмарності у різні періоди сонячної активності.

**Stratocumulus (Sc).** Висота н. м. хмар Sc відзначається найчастіше в межах 0,5–1,5 км, товщина шару — від 0,2 до 0,8 км [Беспалов и др., 2011]. Далі у тексті при описі середніх значень висоти нижньої межі використовуються дані з довідника [Беспалов и др., 2011].

*Активне Сонце (1958):* спостережений масив н. м. Sc (рис. 3.3.1, в) розташований порівняно рівномірним шаром на 29 горизонтах від 0,3 до 4,1 км, що істотно відрізняється від середніх значень н. м. (0,5–1,5 км). З них рівномірний потужний шар складається з 21 горизонту від 0,3 до 2,3 км. Інші вісім горизонтів розташовані від 2,3 до 4,1 км і розділені між собою порожніми горизонтами (хмарність не спостерігалася за увесь період спостережень). Максимуми н. м. Sc, які зустрічаються, розташовані на висотах 0,5; 0,9; 1,1; 1,4; 1,6; 2,5 км. Порожні горизонти розташовані на висотах 2,7–3; 3,1–3,4; 3,4–3,6; 3,6–4,1 км. Ширина порожніх горизонтів складає 0,2; 0,3; 0,3; 0,5 км.

*Спокійне Сонце (1964):* спостережений масив н. м. Sc (рис. 3.3.1, г) розташований на дев'яти горизонтах від 0,5 до 1,9 км. Увесь масив представлений дискретними шарами, розділеними порожніми горизонтами. Спостерігаються тільки два максимуми 0,5 і 0,8 км.

**Nimbostratus (Ns).** Висота нижньої межі Ns відзначається в межах від 0,5 до 1,9 км, найнижча вона поблизу лінії фронту. Товщина шару хмар зазвичай досягає 2–3 км, іноді 5 км і більше.

*Активне Сонце* (1958): спостережений масив н. м. Ns (рис. 3.3.1, д) розташований на 19 горизонтах від 0,1 до 2,3 км. Горизонти об'єднані у три групи, розділені порожнім міжхмарним простором, з характерними максимумами в кожному пакеті. Максимуми повторюваності н. м. Ns розташовані на висотах 0,1; 0,3; 1,1; 1,6 км. Порожні міжхмарні горизонти — на висотах 0,4–0,6; 1,1–1,6; 2,1–2,3 км. Ширина порожніх горизонтів складає 0,2; 0,5; 0,2 км.

*Спокійне Сонце* (1964): спостережений масив н. м. Ns (рис. 3.3.1, е) розташований рівномірним шаром на дев'яти горизонтах від 0,7 до 2,3 км з максимумом на 0,5 км. Увесь масив неоднорідний і представлений дискретними шарами, розділеними порожніми міжхмарними горизонтами.

**Altostratus (As).** Висота їхньої нижньої межі може змінюватися у межах від 2 до 6 км, а товщина шару не перевищує 200 — 700 м.

*Активне Сонце* (1958): спостережений масив н. м. As (рис. 3.3.1, ж) розташований рівномірним суцільним шаром на 39 горизонтах від 0,6 до 6,1 км. Масив має близький до логнормального розподілу з центральним піком і симетричними сторонами від нього. Головний максимум розташований на висоті 4,1 км і проявляється в обох періодах сонячної активності. Інші максимуми розташовані на висотах 2,1; 3,1; 4,9; 5,6 км. Цей тип хмарності єдиний з усіх спостережених, який має суцільний шар горизонтів.

*Спокійне Сонце* (1964): спостережений масив н. м. As (рис. 3.3.1, з) розташований рівномірним суцільним шаром на 30 горизонтах від 2 до 5,2 км. Масив складається з двох груп, розділених міжхмарними горизонтами. Максимуми розташовані на висотах 2,8; 3,5; 3,9; 4,2 км. Міжхмарні горизонти займають шари 2,9–3,4 і 4,7–4,9 км.

**Altostratus (As).** Висота нижньої межі As знаходиться в межах від 2 до 6 км, товщина шару складає, зазвичай, 1—2 км, іноді і більше.

*Активне Сонце* (1958): спостережений масив висоти утворення н. м. As (рис. 3.3.1, и) розташований відносно суцільним шаром на 36 горизонтах від 1,5 до 6,2 км. Масив представлений трьома характерними групами,

розділеними порожнім міжхмарним простором, з характерними максимумами для кожної з груп. Дві перші групи мають суцільний шар горизонтів — перша від 2,5 до 3,8 км, друга від 4 до 5,1 км. Третя група має дискретну структуру, що становить вісім шарів, чотири з яких розташовані суцільним шаром на висотах 5,7–6 км. Кожна з груп має свої характерні максимуми. Від висоти 1,5 до 2,5 км горизонти розташовані дискретно з рівною повторюваністю висоти утворення н. м. хмарності.

*Спокійне Сонце* (1964): спостережений масив н. м. Ас (рис. 3.3.1, *к*) розташований дискретно на 13 горизонтах від 2 до 5,2 км. Масив також представлений трьома групами, розділеними порожнім міжхмарним простором. Міжхмарні горизонти між групами істотно більші, ніж у період активного Сонця і складають 2,9–3,7, 4,2–4,7 км. Кожна з груп має максимуми повторюваності н. м., розташовані на висотах 2,5; 3,8 і 4,8 км.

**Cumulus (Cu).** Висота нижньої межі купчастих хмар значною мірою залежить від вологості повітря (від дефіциту насичення). У помірних широтах висота нижньої межі купчастих хмар, зазвичай, складає 0,6—1,2 км, вертикальну протяжність — від сотні метрів до декількох кілометрів.

*Активне Сонце* (1958): н. м. хмарності Cu (рис. 3.3.1, *а*) має дискретну структуру, зосереджена до одного кілометра і зустрічається виключно на трьох горизонтах: 0,4; 0,7 і 0,8 км.

*Спокійне Сонце* (1964): н. м. хмарності Cu (рис. 3.3.1, *б*) також має дискретну структуру, але число горизонтів — вісім. Горизонти розташовані від 1,6 до 4,1 км. Є один максимум на висоті 1,6 км.

Підсумовуючи, можна зробити такі висновки. Усі частотні діаграми повторюваності висоти н. м. хмар мають дискретний характер. Хмарні горизонти згруповані (безперервні горизонти з вертикальною протяжністю 0,5–1,5 км) і розділені між собою порожніми міжхмарними горизонтами. Із розглянутих тут за морфологічною ознакою видів хмар виняток становили хмари Sc, які розташовані відносно суцільним шаром.



Таким чином, за період спостережень (1958, 1964 рр.) статистично достовірно виявлена істотна нерівномірність розподілу н. м. хмарності за горизонтами, а також існування міжхмарних горизонтів, де хмари не утворювалися.

Існують закономірності в деталях розподілу, які опущені в силу складності зміни картини вертикального розподілу хмар за горизонтами. Класичним прикладом розподілу хмарності можна вважати розподіл Ас, який відповідає логнормальному або розподілу Гауса як у 1958, так і в 1964 р. Інші морфотипи проявляють складніший багатомодальний розподіл н. м. хмарності за висотою.

Сезонні зміни у цьому контексті зводяться до перерозподілу вологи між горизонтами. Можна припустити, що така картина створюється сильними електричними взаємодіями зарядженого аерозолі хмари як усередині морфологічного типу, так і між окремими горизонтами, внаслідок випару в електричному полі [Sekimoto, Takayama, 2013].

Цікавим виявився випадок з розподілом конвективних хмар вертикального розвитку С<sub>с</sub>, коли у 1964 р. спостерігалася більша кількість хмар, ніж у 1958 р. Цей випадок вимагає окремого вивчення, оскільки не зовсім зрозумілим є фізичний механізм, зважаючи на недостатність експериментального матеріалу.

### **3.4. Відповідність утворення нижньої межі хмар електричному полю атмосфери**

Розглянемо статистичний аналіз частотного розподілу н. м. хмар по вертикальних горизонтах і структуру електричного поля на різних висотах. Зіставлення частотних діаграм н. м. хмар з вертикальним розподілом електричного поля атмосфери дозволило виявити візуальну прив'язаність хмар до певних електричних горизонтів хвильових пакетів (А, Б, В, Г).

Подальший аналіз показав високу кореляційну залежність не лише за хвилевими пакетами (А, Б, В, Г), але і точну відповідність горизонтів утворення н. м. хмарності нульовим значеннями тензора напруженості електричного поля ( $T_{zz} = E_z(1/4\pi\epsilon)\partial E/\partial z$ ) і «тонкій» структурі квазістоячої хвилі електричного поля атмосфери.

Детальна відповідність н.м. досліджуваних хмар і локальних точок рівноваги градієнта напруженості електричного поля  $\partial E_z/\partial z$  за 1958 і 1964 рр. наведені у таблицях 3.4.1, 3.4.2, 3.4.4 (див. додаток 3,4,5) . Початкові дані (максимуми висот утворення н.м. хмар і максимуми висот локальних точок рівноваги градієнта напруженості електричного поля  $\partial E_z/\partial z$ ), які використовувалися у таблицях 3.4.1–3.4.4, формувалися зі статистичних діаграм хмарності (див. рис. 3.3.1) і сплайн-апроксимацій вертикального розподілу градієнта напруженості електричного поля за даними [Материалы ..., 1961; Материалы ..., 1963; Материалы ..., 1965].

Як видно з таблиць 3.4.1–3.4.3, висота повторюваності н.м. хмар співпадає з серединною стратифікацією електричного поля (локальними точками зарядової рівноваги).

Ця відповідність не залежить від виду хмарності, хоча розподіли хмар для різних видів істотно розрізняються. Такий збіг спостерігається і для частотного розподілу водяної пари з висотою. Як було показано вище (див. рис. 3.2.1), середній розподіл водності хмари добре корелює з середньорічним розподілом напруженості електричного поля.

На рис. 3.4.1 зображені профілі напруженості електричного поля  $E$ , градієнта напруженості електричного поля  $\partial E_z/\partial z$  і сплайн-діаграма статистичного розподілу повторюваності н.м. хмар  $A_c$  на різних висотах і суміщений графік точок рівноваги  $\partial E_z/\partial z = 0$  і максимумів повторюваності н. м. хмар  $A_c$ .

Як видно з рис. 3.4.1, статистичний аналіз повторюваності висоти н. м. хмар за морфотипами має високий збіг з локальними точками рівноваги електричного поля, де щільність об'ємного заряду дорівнює нулю  $\partial E_z/\partial z = 0$ .

У більшості випадків висота н.м. хмарних горизонтів співпадає з горизонтами, де  $\partial E_z/\partial z$  перетворюється в нуль і складає  $\pm(50-100)$  м при вертикальній протяжності хмарного шару 250–500 м. Збіг спостерігається для усіх видів хмар, а також для усереднювання за сезонами і роками [Белый, Зеленин, 2013, а]. Коефіцієнт кореляції  $R$  складає 0,9 при довірчому інтервалі 0,95 %.

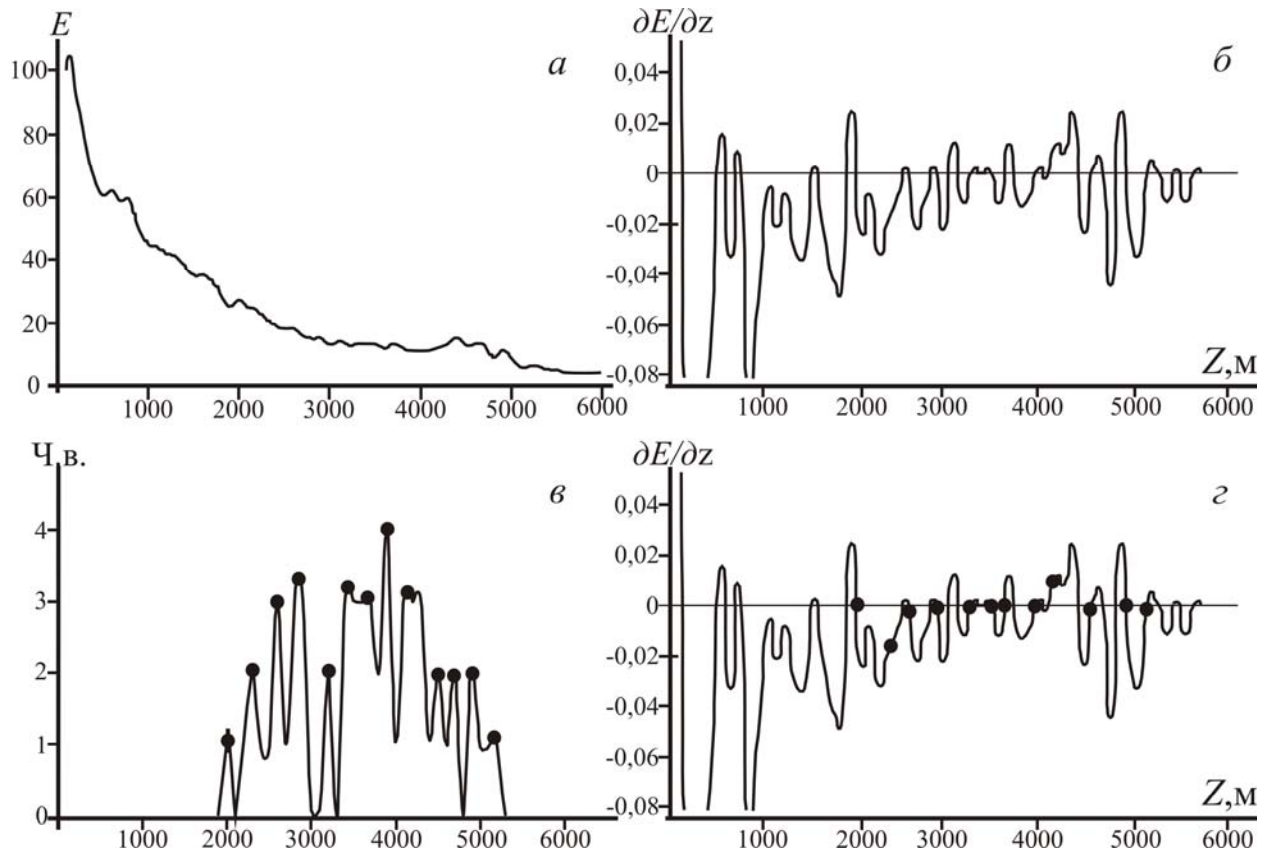


Рис. 3.4.1 Електричні характеристики атмосфери і сплайн-діаграма повторюваності н.м. хмар Ас, Ташкент 1964 р.: *a* – напруженість електричного поля  $E$ , В/м (усереднена за рік); *б* – градієнт напруженості електричного поля  $\partial E_z/\partial z$ , СГСЕ/м<sup>3</sup>; *в* – сплайн-діаграма н.м. хмар Ас (усереднена за рік, екстремуми позначені крапками, Ч.в. (число випадків) – загальна кількість спостереженої хмарності; *г* – поєднаний графік екстремумів н.м. хмар Ас (крапки) з точками локальної рівноваги напруженості електричного поля атмосфери  $\partial E_z/\partial z = 0$ .

Таблиця 3.4.3 Відповідність висот нульових значень  $\partial E_z/\partial z = 0$  висотам максимумів частотних розподілів н. м. утворення хмарності, Ташкент, 1964 р. (річне усереднення)

Висота екстремумів повторюваності н.м. хмар за морфотипами, м					Висота екстремумів точок локального рівноваги $\partial E_z/\partial z = 0$ , м	
Sc	Ns	Ac	Ac	As		
500	200	2000	3800	2000	510	3457
600	300	2200	3900	2200	600	3600
800	400	2300	4000	2500	763	3700
900	500	2400	4100	2800	1529	3942
1200	600	2500	4200	2900	1590	4000
1400	700	2600	4300	3700	1900	4057
1600	1000	2700	4400	3800	2000	4400
1700	1200	2800	4500	3900	2500	4657
1900	1700	2900	4600	4200	2566	4800
		3200	4700	4700	2809	4900
		3400	4900	4800	2866	5142
		3500	5000	5000	3000	5257
		3600	5100	5200	3100	5421
		3700	5200		3242	5642

Кореляційна залежність збігу висот утворення н. м. хмарності і нульових значень тензора напружень електричного поля для Києва і Ленінграда, побудована за даними таблиць 3.4.1–3.4.2 на прикладі хмарності Ns, зображена на рис. 3.4.2. У таблиці 3.4.4 (дивись додаток 5) представлені коефіцієнт кореляції та коефіцієнти регресійного рівняння.

Приклад побудови кореляційних графіків, зображених на рис. 3.4.2 (Київ, Ns і  $\partial E_z/\partial z$  – квітень): у таблиці 3.4.1 береться перше значення з колонки Ns і відповідне значення з колонки  $\partial E_z/\partial z$  (квітень). Отримуємо вибірку: Ns<sub>1</sub>=294,  $\partial E_z/\partial z_1$  (квітень) = 300; Ns<sub>2</sub> 500,  $\partial E_z/\partial z_2$  (квітень) = 496 і так далі.

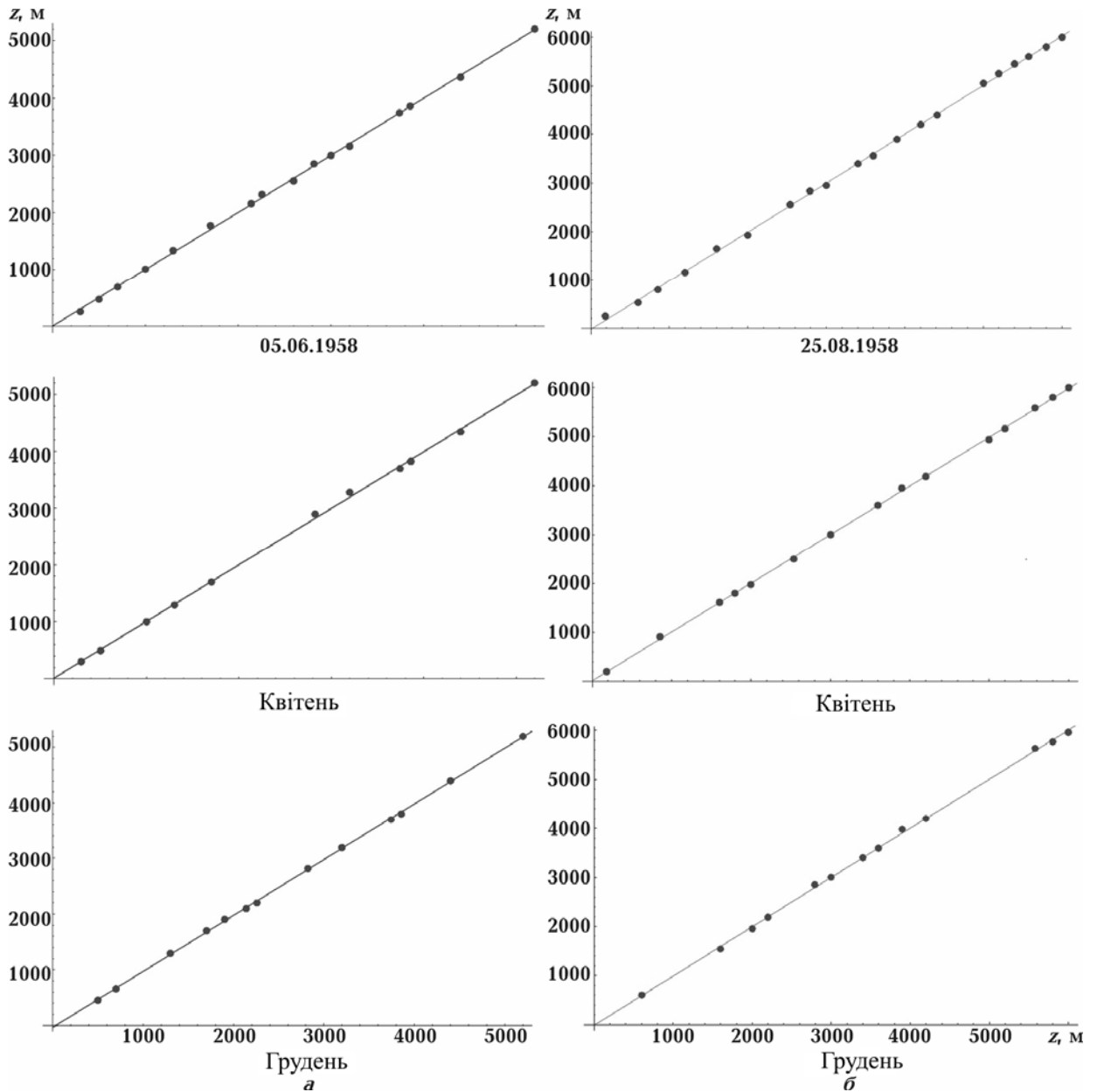


Рис. 3.4.2 Відповідність розташування висот максимумів утворення н.м. хмарності  $N_s$  розташуванню висот нульових значень  $\partial E_z / \partial z$  для Ленінграда (а) і Києва (б), 1958 р.

Побудова кореляційних прямих для інших морфотипів хмар та інших років у межах програм МГР і МГС дає аналогічні результати.

Через збереження модової структури вертикальної електричної хвилі зрушення кореляційних точок на одну моду призводить до таких же кореляційних прямих (див. рис. 3.4.3), паралельних базовій регресії,

зображеній на рис. 3.4.2, тобто кореляція стійка відносно варіації структури і зрушень.

Фізичний механізм такої відповідності можна представити таким чином: при середніх концентраціях аерозолу близько  $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  сила (енергія) кулонівської взаємодії між краплями і напруженість електричного поля усередині хмари можуть досягати 75–100 кВ/м [Синькевич, 2001, Брылев и др., 1989]. Це істотно перевищує напруженість електричного поля сухого повітря  $q_1 q_2 / r \sim 10^3 - 10^4 \text{ В/м}$  у квазістаціонарних умовах, де  $q_1, q_2$  — заряди аерозолу відповідно,  $r$  — радіус. У такому самоузгодженому полі хмари заряджені краплі (водний аерозоль), що мають заряд  $100 \div 500e$ , де  $e$  — елементарний заряд, будуть самоузгоджено підтримуватися і перерозподілятися в неоднорідному стратифікованому електричному полі атмосфери, концентруючись у точках рівноваги поля — дипольних зарядових площинах.

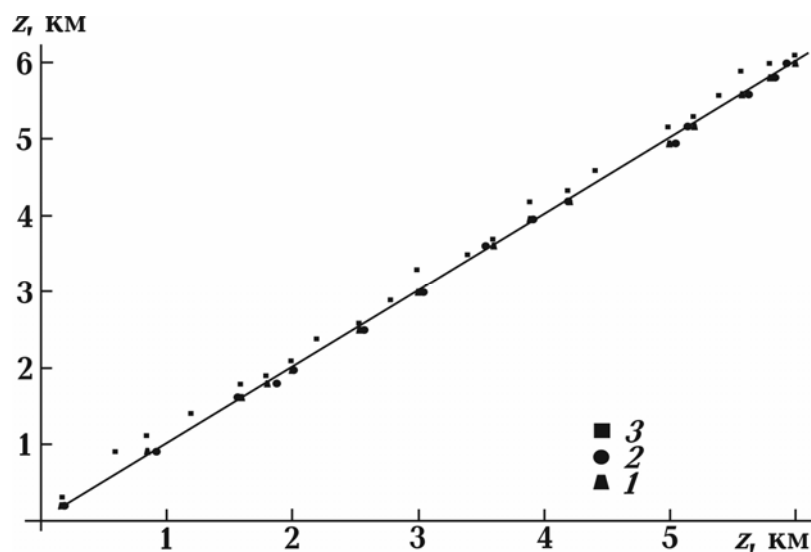


Рис. 3.4.3 Стійкість кореляції при зрушенні усіх висот значень  $\partial E_z / \partial z$  відносно хмарності  $N_s$ , Ленінград, квітень 1958 р.: 1 — кореляція без зрушення; 2 — примусово введена дисперсія  $\pm 100 \text{ м}$ ; 3 — зрушення висот на одну моду.

У квазістаціонарних умовах хмари мають характерний розподіл крапель за розмірами для кожного морфотипу [Шишкин, 1964, с. 79]. Виходячи зі сказаного вище, типи хмар виділятимуться шляхом перерозподілу крапель у неоднорідному стратифікованому електричному полі сухої атмосфери (електростатична дистиляція).

За рахунок внутрішньої поляризації хмара зависає на страті (між електричними шарами) і проявляє гідродинамічну цілісність поведінки як квазітвердого тіла. Інакше кажучи, вертикальна стратифікація електричного поля для плоских горизонтальних компонент проявляється як доменна (осередкова) структура. Середній розмір між окремими частинами хмари складає 150–240 м — зарядову півхвилю [Белый, Зеленин, 2013]. Тензорна природа умов рівноваги сил у діелектриках зумовлює різноманіття горизонтальних стратифікацій хмарної системи (морфотипів) — розтягувальних (зміщувальних) плоских рівноваг напруги Гельмгольца в електрично поляризованій атмосфері [Белый, Зеленин, 2017]. Механізм горизонтальної стратифікації хмар ідентичний у сенсі самоузгодженого поля до механізму вертикальної стратифікації основного складу атмосфери. Його можна ототожнити зі структурою мікродоменів у сегнетоелектриках або доменній структурі феромагнетиків для конденсованої фази.

Іншим чинником, що підтверджує вплив електричного поля атмосфери Землі на міжконтинентальне макрперенесення вологи, є утворення стабільних континентальних зон перенесення. Так, згідно із супутниковими спостереженнями за 2013 р., Тихоокеанська і Атлантична зони перенесення мають структуру плоских філаментів дифузії щільності, не характерних для тривимірних течій [Астафьева и др., 2007]. Можна припустити, що межі макроосередків оконтурюються стрибками напруженості приземного електричного поля на межі розділу середовищ з різною діелектричною проникністю  $D_1 - D_2 = 4\pi\sigma$  (наприклад, океан — континент, гірська гряда і так далі). Показано, що окремі горизонти стандартної сухої атмосфери

виявляються чутливими до таких варіацій граничних умов [Белый, Зеленин, 2012; 2013, б; 2014; 2017].

Цікавою особливістю загального розподілу висоти утворення н. м. хмарності є наявність горизонтів, де хмарність відсутня за увесь період спостережень — «заборонені горизонти»: наприклад, для морфотипів Ns і Cb впродовж 1958–1959 рр. дозволеними є зони хвильових пакетів А, Б, Д, забороненими — область С (рис. 3.4.4). Зокрема, в електричній зоні С хмарні типи Ns і Cb практично не зустрічаються упродовж двох років спостережень, хоча самі горизонти цих хмар чітко прив'язані до «тонкої» структури вертикального розподілу електричного поля. Таку відповідність можна було виявити тільки шляхом синхронного спостереження за висотами утворення хмарності і вертикальної компоненти електричного поля  $E_z$  у рамках міжнародного експерименту МГР і МГС.

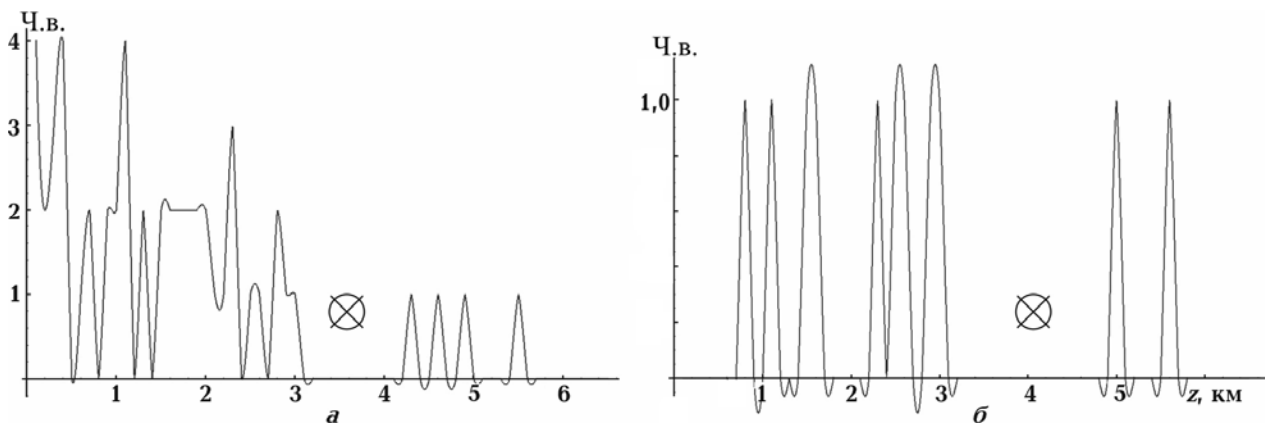


Рис. 3.4.4 Сплайн-діаграми висот утворення нижньої межі хмар для морфотипів Ns (а) і Cb (б). Ч.в. (число випадків) – загальна кількість спостереженої хмарності.

Як видно з рис. 3.4.4, а, для хмар Ns «забороненими» були висоти від 3 до 4 км, а для хмар Cb — зони 1,5–2 та 3–5 км. Аналогічні «заборонені» зони спостерігаються і для інших типів хмар.

Ці результати є принциповими у сенсі збереження міжконтинентального перенесення і вимагають детального вивчення у зв'язку з проблемою клімату.



### 3.5. Відповідність вертикального розподілу пари структури електричного поля

Припущення про універсальність відповідності висот утворення хмарності нульовим значенням тензора  $T_{zz}$  призвело до дослідження залежності вертикального розподілу водяної пари й електричного поля атмосфери. З огляду на те, що у межах проектів МГР і МГС радіозондування вертикального розподілу вологості синхронне з літаковим виміром електричного поля не проводилося і отримання даних не є можливим, для дослідження використовувалися радіозондування міжнародного центру даних BADC для Києва за 1958 р., для Ташкента і Ленінграда за пізніший період. Дані вибиралися для тих самих міст, для яких проводилося вертикальне зондування електричного поля атмосфери  $E_z$ .

Зіставлення радіозондових вимірів миттєвих концентрацій вертикального розподілу відносної вологості та точок локальної рівноваги електричного поля (1958, Київ) виявило високі кореляції ( $r = 0,96 \div 0,97$ ) при ступеню значущості довірчого інтервалу 0,95. Відповідність статистичних максимумів вертикального розподілу вологості точкам рівноваги тензора  $T_{zz}$  з висотою зображена на рис. 3.5.1.

Вертикальні профілі вологості мають розмиту структуру на відміну від профілів висот утворення н. м. хмар. Проте навіть у цьому випадку кореляції з точками рівноваги електричного поля атмосфери стійкі. Змазана структура профілів вологості пов'язана з приземними гідродинамічними флуктуаціями і специфікою кулепілотного зондування. У нашому випадку використовувалися дані гелієвих куль-пілотів з 2–3 спостережень на 1 км.

При проведенні спеціальних експериментів вдається виявити «тонку» структуру водяної пари і її відповідність структурі електричного поля [Leblanc et al., 2008, рис.1, с. 357, 360].

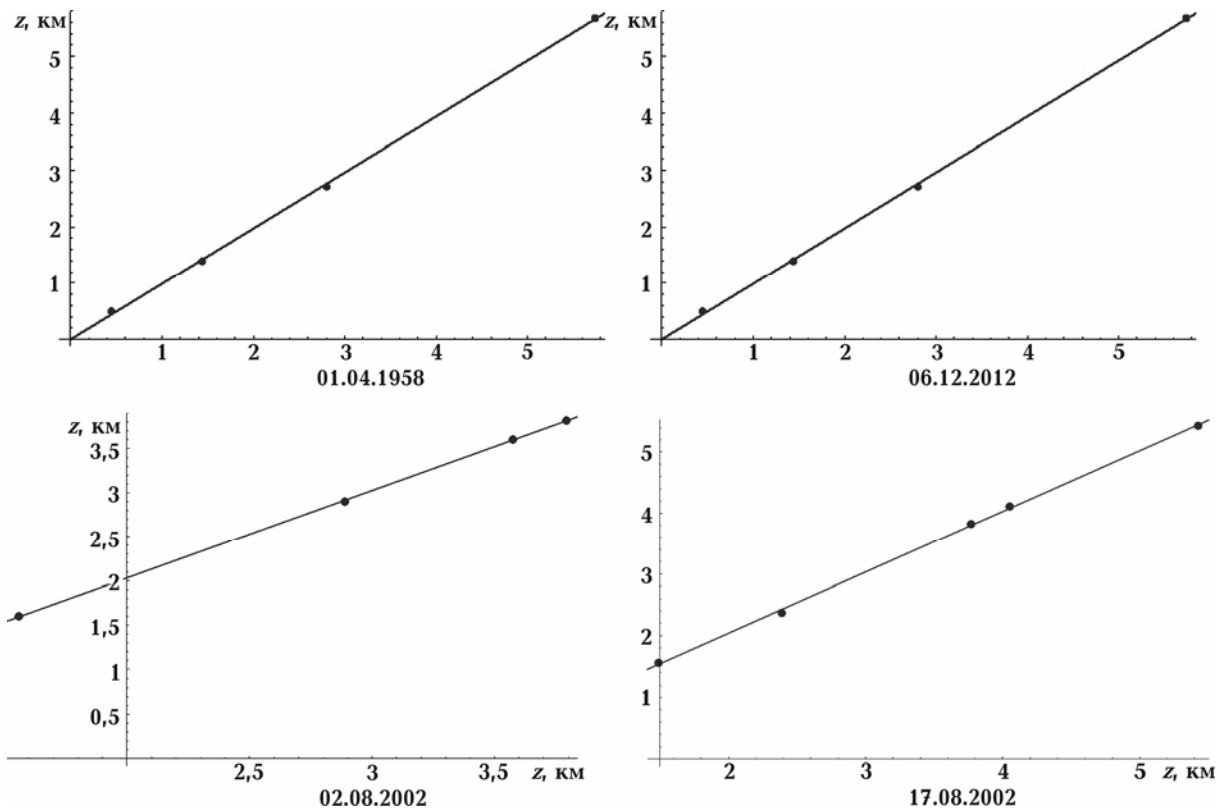


Рис. 3.5.1 Відповідність розташування максимумів вертикального розподілу вологості нульовим значенням компонентів тензора напруженості  $T_{zz}$

З цієї роботи видно, що при лінійній зміні температури повітря з висотою розподіл вологості (передбачуваний таким рівнянням стану  $P, T$ , де  $P$  — тиск,  $T$  — температура) повторює контури розподілу вертикального електричного поля атмосфери. Це свідчить про те, що варіації вертикального профілю розподілу вологості істотно залежать від стану електричного (поляризаційного) поля атмосфери.

На основі отриманих результатів можна зробити висновок, що термодинаміка формування хмарності відбувається на фоні стратифікованої електричним полем фонові надмірної вологи. Механізм концентрації надмірної вологи в горизонтах аналогічний до механізму підтримки хмари як квазіжорсткого тіла (підрізка по нижньому горизонту) самоузгодженим електричним полем атмосфери. Це можливо через велику молекулярну поляризованість водного середовища  $\epsilon = 87$  і кластерів води  $\epsilon \geq 100$ , а також

колективну гіперполяризованість електрон-іонної підсистеми атмосфери  $\varepsilon \sim 10^4 \div 10^5$ .

Таким чином, польова компонента має бути присутньою як термодинамічна змінна (параметр порядку) у рівнянні стану вологи в електричному полі. Поле поляризації обумовлює нетермодинамічний механізм капілярного електровипаровування мікрокрапель [Hashinaga, 1995; Чесноков, 2002; Yamachi, 2004; Sekimoto, 2013] і зрушення термодинамічної рівноваги.

### 3.6. Зв'язок нижньої межі хмар з тензором напруги

#### Кельвіна–Гельмгольца

Як показано у праці [Белый, Зеленин, 2012], варіації приземного електростатичного поля вносять істотний вклад у стратифікацію водяної пари й утворення лінійних хмарних аномалій. Детальний аналіз літакового зондування електричного поля атмосфери, у зв'язку з цією проблемою, виявив взаємозв'язок між водністю та морфологічним розподілом типів хмар (стратифікації) зі структурою електричного поля сухої атмосфери (дні з гарною погодою) [Белый, Зеленин, 2013, а, б]. Фізична природа цього явища пов'язана з квадратичною структурою добутку напруженості та градієнта електричного поля максвелівського тензора напруги [Ландау, Лифшиц, 1982] і матеріальної частини Кельвіна—Гельмгольца для нелінійних середовищ:

$$\mathbf{f}_h = -\text{grad } P_0(\rho, T) + \frac{1}{8\pi} \text{grad} \left[ E^2 \rho \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] - \frac{E^2}{8\pi} \text{grad } \varepsilon,$$

де  $E$  — напруженість поля;  $\rho$  — густина електронів;  $\varepsilon$  — діелектрична проникність;  $T$  — температура;  $P_0$  — тиск.

Оцінки показують, що для середніх приземних концентрацій іонів і електронів (амбіполярне наближення) ( $n_e \sim 350 \div 750 \text{ см}^{-3}$ ) поляризаційна сила  $(\varepsilon-1)/8\pi \nabla(E, E)$  на порядок більше або сумірна з кулонівською об'ємною силою.

У наближенні загальмованого руху кластерів води  $v = v_g + v_d$  поляризаційна сила, взаємодіючи з фоновим електростатичним полем сухої атмосфери, дає основний внесок у макроскопічну стратифікацію хмарної системи Землі  $\mu E = v_d$ ,  $\mathbf{F} = (e / \mu) v_d$ , де  $v_g$  — гідродинамічне поле швидкості;  $v_d$  — стоксова швидкість дрейфу під дією рівнодійної сили;  $\mu$  — хімічний потенціал;  $e/\mu$  — стоксівський коефіцієнт тертя кластера. Таким чином, рівнодійна сила матиме вигляд:

$$\mathbf{F} = \mathbf{f}_n + eqE - mg.$$

Запишемо зміщений максвелівський розподіл з параметром флуктуаційної температури  $\theta^*$  для зарядженої компоненти водяної пари з урахуванням дрейфової швидкості:

$$\mathbf{f}_M = \frac{1}{(\theta^*)^{3/2}} \exp \left( \theta^* \left( \frac{e}{\mu} \right)^2 \left( \frac{\varepsilon - 1}{8\pi} E \frac{\partial E}{\partial x} + qEe - mg \right)^2 \right),$$

де  $m$  — маса молекули води або кластера,  $\theta^*$  — ефективна флуктуаційна температура;  $\mu/e$  — зворотна константа стоксівського коефіцієнта тертя кластера;  $E$  — вертикальна компонента напруженості поля;  $\varepsilon$  — діелектрична проникність;  $g$  — сила тяжіння. Параметри, які використовуються у виразі, можуть розглядатися як ефективні константи або параметри статистичного розподілу. Приклад такого розподілу з підгінними константами наведений на рис. 3.6.1.

Як видно з рис. 3.6.1, вертикальний профіль імовірного розподілу зарядженої компоненти водяної пари для заданої конфігурації поля  $E$  виявив поляризаційну природу сил тензора напруги, що діють на водяну пару до висоти  $h < 1,5$  км (рис. 3.6.1, *a*) і кулонівську природу сил для висоти  $h > 1,5$  км (рис. 3.6.1, *б*). Збіги максимальних значень хмарності і максимальних значень тензора напруги наведено у таблиці 3.6.1.

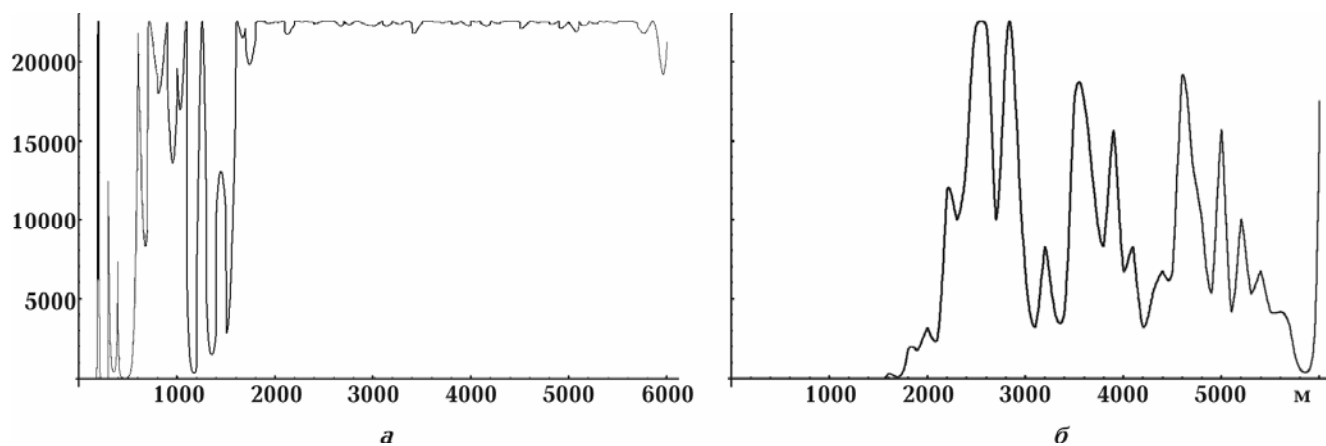


Рис. 3.6.1 Модельний вид вірогідності (ненормовані одиниці) вертикального розподілу зарядженої компоненти водяної пари за даними експериментального профілю (див. рис. 3.6.2): *a* — гельмгольцівська частина поляризаційного руху кластерів; *б* — кулонівська частина загальмованого руху кластерів.

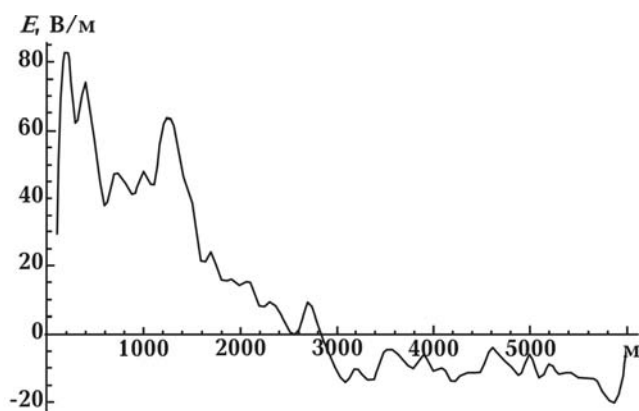


Рис. 3.6.2 Усереднена за рік вертикальна напруженість електричного поля  $E$ , В/м, Ташкент 1958 р. [Материалы ..., 1961]. Графік повернений, горизонтальна вісь відповідає вертикальній координаті  $z$ , м

Частотні діаграми утворення н. м. хмар і модельні значення тензора напруги співпадають за структурою піків (див. рис. 3.6.3), тобто хмари групуються згідно з розподілом електростатичного поля з точністю  $\pm 50$  м. Розподіли є стійкими.

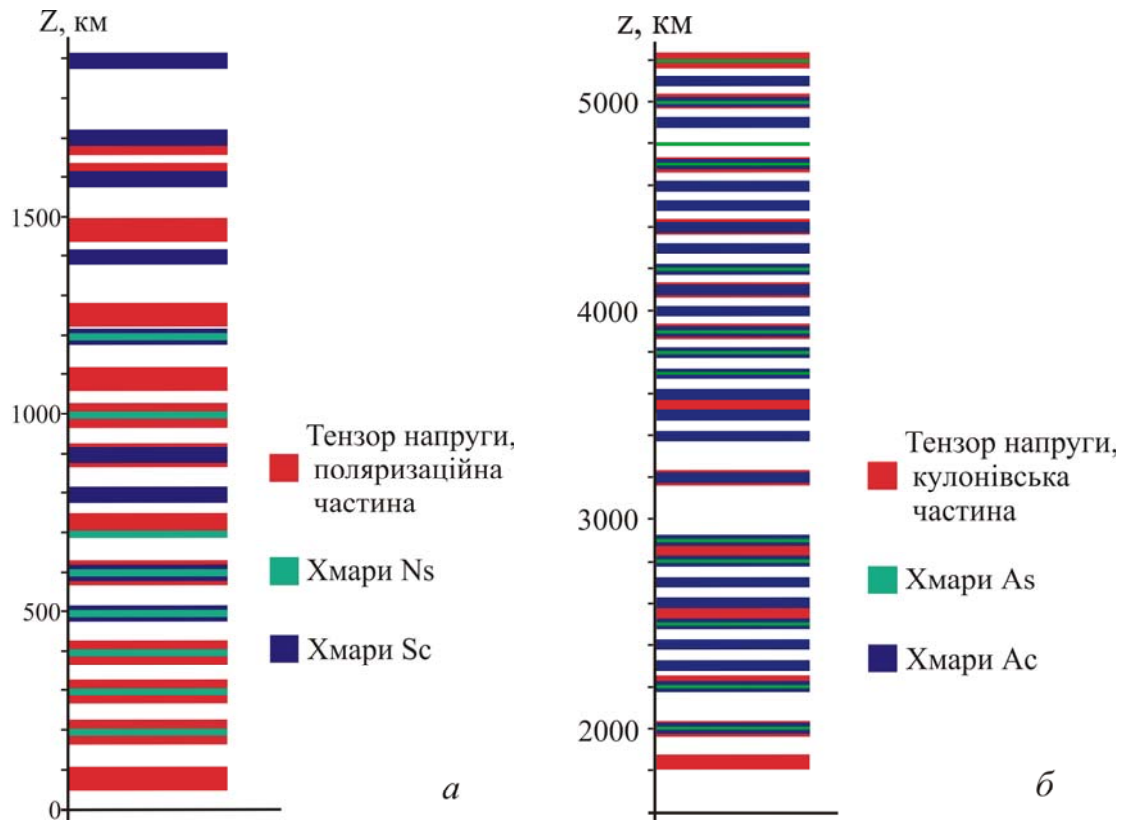


Рис. 3.6.3 Візуальна відповідність модельних екстремумів тензора напруги екстремумам висоти утворення н.м. хмар (згідно табл. 3.6.1):  
*a* – поляризаційна частина тензора і хмари нижнього ярусу Sc, Ns;  
*б* – кулонівська частина тензора і хмари середнього ярусу Ac, As.

Таблиця 3.6.1 Відповідність вертикальних максимумів тензора напруги (кулонівська і поляризаційна частини) максимумам значень висоти утворення н. м. хмарності, Ташкент, 1964 р. (річне усереднення)

Тензор напруги, z, м		Хмарність, z, м				
Поляризаційна частина	Кулонівська частина	Sc	Ns	Ac	As	
80	1838	500	200	2000	3800	2000
198	2000	600	300	2200	3900	2200
300	2216	800	400	2300	4000	2500
400	2551	900	500	2400	4100	2800
600	2837	1200	600	2500	4200	2900
720	3200	1400	700	2600	4300	3700

Продовження таблиці 3.6.1						
900	3546	1600	1000	2700	4400	3800
1000	3900	1700	1200	2800	4500	3900
1090	4100	1900	1700	2900	4600	4200
1256	4400			3200	4700	4700
1470	4700			3400	4900	4800
1611	5000			3500	5000	5000
1690	5200			3600	5100	5200
	5400			3700	5200	

На рис. 3.6.4 зображені частотні діаграми висот утворення хмар цього типу (максимуми відмічені точками) і суміщений графік максимумів частотного розподілу хмарності з точками рівноваги щільності об'ємного заряду (за даними рис. 3.6.2)  $\partial E_z / \partial z$  для міст Київ, Ленінград, Ташкент, 1958 р.

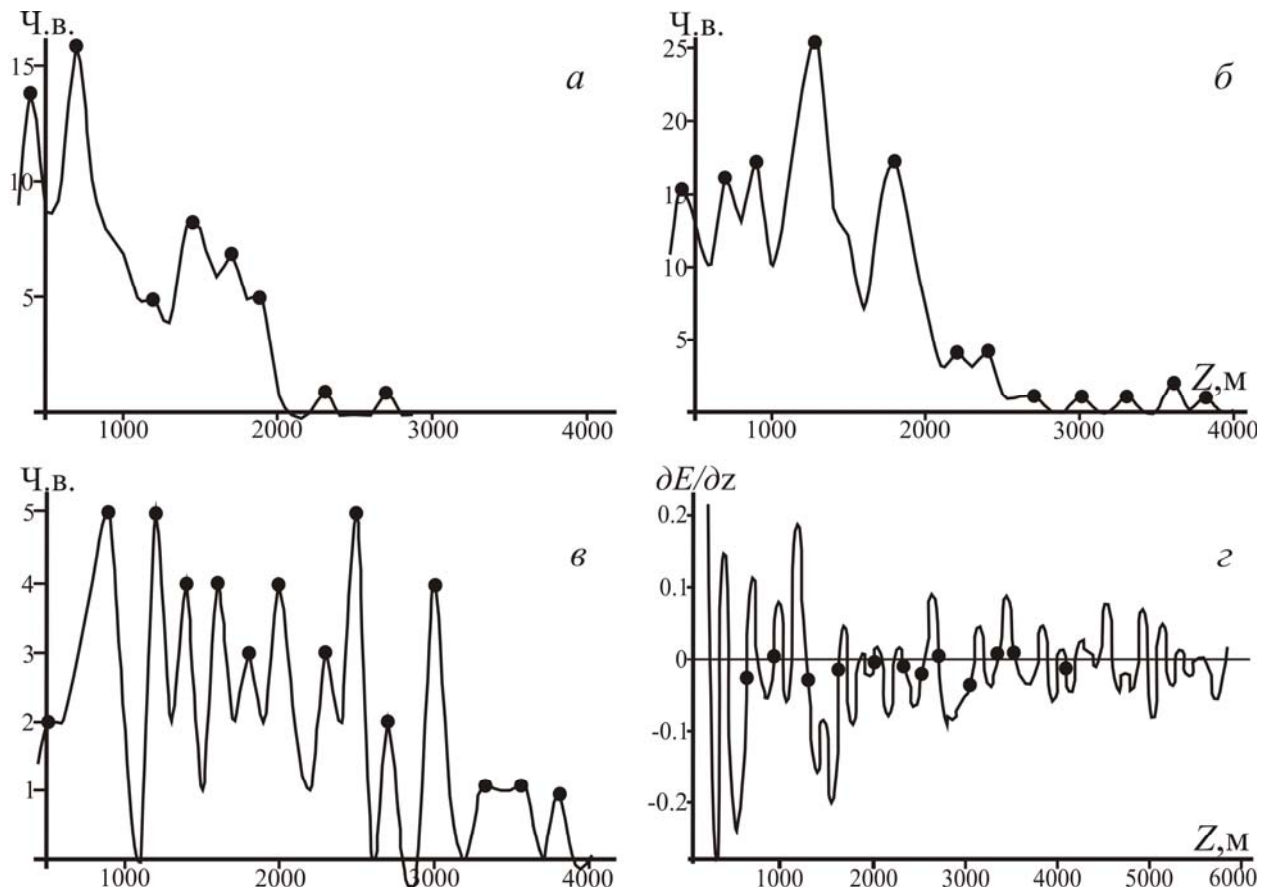


Рис. 3.6.4 Діаграми утворення н.м. хмарності  $S_c$  за 1958 р. (*a* – Київ; *б* – Ленінград; *в* – Ташкент); *г* – суміщені графіки (*a, б, в*) з градієнтом напруженості електричного поля атмосфери  $\partial E_z / \partial z$ , В/м.

Як видно з рис. 3.6.3 і рис. 3.6.4, з, розподіл максимумів хмарності (усереднена за рік статистична вірогідність для міст Київ, Ленінград, Ташкент) співпадає з серединною стратифікацією електричного поля, а також тензора напруги для цієї ж широти. Як і для випадку 1958–1959 рр. висота хмарних горизонтів добре корелює з щільністю об'ємного заряду і тензором напруги з точністю  $\pm(50\text{--}100\text{ м})$ . Збіг частотних максимумів хмарності і точок рівноваги зарядової щільності спостерігається для усіх типів хмар. Отже, електричне поле сухої атмосфери є визначальним чинником загальної стратифікації при будь-якому стандартному гідродинамічному стані атмосфери Землі, особливо у процесі формування горизонтальних потоків міжконтинентального глобального перенесення.

Таким чином, основною структурою електричного поля Землі в атмосфері є реалізований механізм стратифікації водяної пари, а морфологічні типи хмарності є електроактивними маркерами стану процесів загального глобального перенесення вологи.

Це означає, що електростатичне поле на висотах 0–30 км є універсальним формотворчим чинником для глобального горизонтального перенесення вологи, а суха атмосфера є активним середовищем, яке створює внутрішнє поле, шляхом поляризації термалізованих та надтермалізованих електронів [Майоров и др., 1994; Ткачев, Яковленко, 1995, 1997]. Рівновага пари досягається у двох полях — гравітаційному і самоузгодженому електричному полі.

Гіперполяризація електронної підсистеми й існування електричного поля зобов'язані не кінетичній, а ергодичній поведінці рекомбінаційної релаксації іонізованих електронів. Структура вертикального електричного поля за експериментальними даними спостережень є відокремленою квазістоячою нелінійною хвилею поляризації, яка описується нелінійним рівнянням Пуассона [Белый, Зеленин, 2013, 2013]. Істотно нелінійний характер відокремленої хвилі [Скотт, 1977] зумовлений як больцманівським чинником щільності електронів (квазінейтральність), так і залежністю



діелектричної проникності плазми від величини зовнішнього електричного поля  $\varepsilon(E, \omega) = \varepsilon_0(\varphi) \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \exp\left(-\frac{E^2}{E_p^2}\right) \right)$  [Колесников, 1966, 1968, а, б] — нелінійною електродинамікою плазми, де  $E$  — напруженість електричного поля,  $\varphi$  — потенціал поля,  $\omega$  — плазмова частота. У цьому контексті стає зрозуміла чітка нижня межа хмарності і її розвиток вгору від цієї межі (ефект підкладки і ковадла). Таким чином, явище лінійних хмарних аномалій [Морозова, 2005] ставиться в один ряд із загальною стратифікацією хмарної системи атмосфери електричним полем.

### Висновки до розділу 3

Розглянуто детальний статистичний аналіз відповідності повторюваності н. м. хмар по горизонтах вертикальній структурі електричного поля атмосфери на різних висотах (термодинамічний аспект не розглядався). Спостерігається стійка відповідність середньорічних екстремумів хмар до чітко визначених горизонтів електричного поля. Статистично достовірно підтверджена істотна нерівномірність розподілу н. м. хмарності по горизонтах у різні періоди сонячної активності, а також існування міжхмарних горизонтів, де хмари не утворювалися за увесь період спостережень.

Виявлена вузлова стабільність локальних мод щільності об'ємного заряду (повні коливання  $E$ ), яка виявилася стійкою у різні періоди активності Сонця. Зміна середнього електростатичного потенціалу, зумовлена сезоном і погодними явищами, зводиться до зміни інтенсивності основних груп піків потенціалу всередині хвилевих пакетів вертикальної хвилі розділення зарядів (А, Б, В, Г). При зміні сезону року кількість повних коливань  $E_z$  варіюється як у менший, так і у більший бік, шляхом об'єднання або дроблення екстремумів на різних висотних горизонтах, зберігаючи вузлову стабільність. Середня вертикальна протяжність напівперіоду огинаючої потенціалу

складає 140–250 м, яка за порядком величини відповідає величині окремих частин хмарних утворень у горизонтальній площині.

У квазістаціонарних умовах хмари мають характерний розподіл крапель за розмірами для кожного морфотипу. Розподіл молекул і комплексів водяної пари за розмірами досить коректно описується гама-розподілом. З огляду на те, що гама-розподіл є мало параметричним, існує крос-залежність між середніми значеннями розподілу крапель за розмірами, концентрацією крапель і загальним вмістом вологи. Прості геометричні оцінки показують, що разом з сухою атмосферою конденсована фаза вносить сумірний вклад в електростатику хмари шляхом збільшення перерізу іонізації шляхом укрупнення крапель, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки у конденсованій фазі буде більшим, ніж у сухій атмосфері. Це призводить до того, що залежно від співвідношення інтенсивності іонізації відбувається перерозподіл хмарного аерозолю в проміжках глобального багат шарового конденсатора атмосфери, а типи хмар виділяються шляхом перерозподілу крапель у неоднорідному стратифікованому електричному полі сухої атмосфери.

У такому самоузгодженому полі нелінійність стабілізує модовий склад вертикального розподілу іонів та електронів у межах 19—22 повних коливань. Цей факт не є тривіальним. Він зумовлює стабільність стратифікації водяної пари у вертикальному електричному полі, що, по суті, формує стабільність глобальної вертикальної стратифікації хмарності електричним полем атмосфери.

Стратифікація зарядженої підсистеми сухої атмосфери має характер поляризаційних флуктуацій у критичній точці фазових переходів першого роду з комплексним параметром порядку термалізованого потенціалу  $\psi = e\varphi/\varepsilon k_B T$  іонно-електронної підсистеми повітря (див. розділ 3, 4).

Експериментальні спостереження показали відповідність вертикальної і горизонтальної структури електричної хмари, що відповідає симетрії

оператора Пуассона відносно перестановки просторових координат при  $h \leq 1$  км ( $mgh < k_B T$ ).

Виявлено кореляційний зв'язок максимальних значень статистичних діаграм висот утворення хмарності з нульовими точками вертикальної компоненти тензора напруги Гельмгольца  $T_{zz}$  для рідини [Ландау, Лифшиц 1982]. Також були отримані кореляційні залежності між вертикальним розподілом вологості (водяної пари) в атмосфері і локальними висотами нульових значень тензора  $T_{zz}$ . Попри те, що дані вертикальної компоненти електричного поля бралися за 1958 р., а дані вертикального розподілу пари для Ленінграда і Ташкента — за 2002 і 2012 р., зважаючи на універсальність відповідності висот утворення хмарності і нульових значень тензора  $T_{zz}$ , кореляційні залежності виявилися стійкими за цей період, а коефіцієнт кореляції склав  $R \sim 0,96$ . Із цього випливає, що вертикальне електричне поле формує стратифікацію сухої та зарядженої підсистеми атмосфери і може виступати як кліматична характеристика глобальної атмосфери.

Аналіз кореляційних залежностей вертикального розподілу пари і характеристичних точок тензора Гельмгольца  $T_{zz}$  показав, що вертикальний розподіл водяної пари (що, зазвичай, наслідок рівняння стану  $P, T$ ) відбиває особливості вертикального розподілу електричного поля. Візуально це можна побачити в монографії [Leblanc et al., 2008, стр. 357, 360]. Виходячи з цього, можна зробити припущення, що істотний вклад у термодинаміку атмосфери додатково вносить процес електровипаровування води.

Таким чином, радіаційний фон жорсткої компоненти Сонця вносить істотний вклад у величину молекулярної поляризації атмосфери як середньої законсервованої енергії у глобальну стратифікацію збудженої підсистеми атмосфери і глобальну стратифікацію водяної пари [Белый, 2016]. Практично це означає, що забруднення атмосфери може мати критичний вплив на поляризаційний потенціал в області критичних флуктуацій, не редукуючись до прямої пропорційної стехіометричної дії фізико-хімічного типу, що може бути причиною катастрофічних змін клімату.

### Перелік використаних джерел до розділу 3

1. Астафьева Н.М., Раев М.Д., Шарков Е.А. Изучение полярного переноса в атмосфере Земли методами дистанционного зондирования. *Соврем. проблемы дистанц. зондирования Земли из космоса: Физич. основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов*: Сб. ст. Вып. 4. Москва: ООО «Азбука-2000», **2007**. Т.2. С. 27–32.
2. *Атмосфера. Справочник* / Под ред. С.Ю. Седунова. Ленинград: Гидрометеиздат, **1991**. 510 с.
3. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. **2012**. Т. 34. № 3. С. 145–155.
4. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**,а. Т. 35. №2. С. 111–126.
5. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**,б. Т. 35. № 4. С. 140–153.
6. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы (до высот 12 км). *Геофизический журнал*. **2014**. Т. 36. № 5. С. 91–117.
7. Белый Т.А. Морфологическая стратификация облаков электрическим полем атмосферы в периоды активного и спокойного солнца. *Вестник Томского политехнического университета. Геоинженеринг*. **2016**. Т. 327. №.9. С. 57–70.

8. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Вертикальная стратификация возбужденных молекул в нижней стратосфере самосогласованным электрическим полем. *Оптика атмосферы и океана*. **2017**. Т.30. № 1. С. 72–81.
9. *Беспалов Д.П., Девяткин А.М., Довгалюк Ю.А., Кондратюк В.И., Кулешов Ю.В., Светлова Т.П., Суворов С.С., Тимофеев В.И.* Атлас облаков. Санкт-Петербург: РИФ «Д'АРТ», **2011**. 248 с.
10. *Брагин Ю.А.* Исследование знака пространственного заряда атмосферы до высоты 86 км. *Космические исследования*. **1969**. Т. 5. Вып. 3. С. 465–467.
11. *Брагин Б.А., Шамахов Б.Ф.* Прямые исследования знака пространственного заряда атмосферы ниже 50 км. *Космические исследования*. **1969**. Т. 7. № 5. С. 741–746.
12. *Брагин Ю.А., Тютин А.А., Кочев А.А., Тютин А.А.* Прямые измерения напряженности электрического поля атмосферы до 80 км. *Космические исследования*. **1974**. Т. 12. Вып. 2. С. 306–308.
13. *Брылев Г.Б., Гашина С.Б., Евтеев Б.Ф., Камалдина И.И.* Характеристики электрически активных зон в слоистообразных облаках. Ленинград: Гидрометеиздат, **1989**. 158 с.
14. *Галаджий Н.М., Затовский А.Л., Подгурская В.Н., Половина И.П.* Статистические характеристики водности слоистообразных облаков на Украине. *Труды УкрНИГМИ*. **1965**. Вып. 50. С. 97–105.
15. *Голубков Г.В., Голубков М.Г., Карнов И.В.* Микроволновое излучение атмосферы, индуцированное импульсным гамма-источником. *Химическая физика*. **2011**. Т. 30. № 5. С. 61–74.
16. *Далгарно А.* Неупругие столкновения при низких энергиях // *В кн. Лабораторные исследования аэрономических реакций*. Гидрометиздат, **1970**. С. 26–37.
17. *Дегтярев В.С., Тучков Г.А., Тютин А.А.* Результаты ракетных измерений УФ-излучения в нижней мезосфере и стратосфере // *В кн. Распространение радиоволн и физика атмосферы*. Новосибирск: Наука, **1981**. С. 211–214.

18. *Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. Санкт-Петербург: НИИХ СПбГУ, **1999**. 194 с.
19. *Имянитов И.М., Чубарина Е.В.* Электричество свободной атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, **1965**. 240 с.
20. *Колесников П.М.* Интегрирование уравнений нелинейной электродинамики методом разделения переменных. *ЖТФ*, **1968**, а. Т. 38. Вып. 7. С. 1009–1014.
21. *Колесников П.М.* Аналитические решения краевых задач нелинейной электродинамики с помощью полных интегралов IV. *ЖТФ*. **1968**, б. Т. 38. Вып. 7. С. 1015–1019.
22. *Колесников П.М.* Об аналитических решениях одного класса уравнений нелинейной электродинамики. *ЖТФ*. **1966**. Т. 36. № 12. С. 2199–2203.
23. *Ландау Л.Д.* К теории фазовых переходов. *ЖЭТФ*. **1937**, а. Т. 7. Вып. 1. С. 19–32.
24. *Ландау Л.Д.* К теории фазовых переходов. *ЖЭТФ*. **1937**, б. Т. 7. Вып. 5. С. 627–632.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Москва: Наука, **1982**. Т. 8. 624 с.
26. *Морозова Л.И.* Спутниковый мониторинг землетрясений. Владивосток: Дальнаука, **2005**. 136 с.
27. *Синькевич А.А.* Конвективные облака северо-запада России. Санкт-Петербург: Гидрометеиздат, **2001**. 107 с.
28. *Скотт Э.* Волны в активных нелинейных средах в приложении к электроники. Москва: Мир, **1977**. с.
29. *Мареев В.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи. *УФН*. **2010**. Т. 180. № 5. С. 527–534.
30. *Материалы конференции по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959) / Под ред. К.Т. Логвинова.* Москва: Гидрометеиздат (отделение), **1961**. 365 с.

31. *Материалы наблюдений* напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным самолетного зондирования в период международного геофизического года и международного геофизического сотрудничества 1958–1959 гг./ Под ред. И.М. Имянитова. Ленинград: Гидрометеиздат, **1963**. 228 с.
32. *Материалы наблюдений* напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах 1964. Ленинград, **1965**. 69 с.
33. *Матвеев Л.Т.* Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Москва: Гидрометеиздат, **1984**. 803 с.
34. *Оболенский В.Н.* Роль ионов, нейтральных и заряженных пылинок и химически активных ядер при образовании облаков. *Журнал геофизики*. **1934**. Т. 4. Вып. № 1. С. 90–103.
35. *Ораевский А.Н.* Существует ли коллективный диэлектрик? *Письма в ЖЭТФ*. **2003**. Т. 78. Вып. 1. С. 8–10.
36. *Пономарев Ю.Н., Климкин А.В., Козлов А.С., Колосов В.В., Крымский Г.Ф., Куряк А.Н., Малышкин С.Б., Петров А.К.* Исследования конденсации пересыщенного водяного пара при ионизации атмосферы и сопутствующего характеристического ИК-излучения. *Солнечно-земная физика*. **2012**. Вып. 21. С. 58–61.
37. *Русанов А.И.* К термодинамики нуклеации на заряженных центрах. *Докл. АН СССР*. **1978**. Т. 238. № 4. С. 831–834.
38. *Смирнов Б.Н.* Возбужденные атомы. Москва: Энергоиздат, **1982**. 231 с.
39. *Таблицы физических величин*. Справочник /Под ред. акад. И.К. Кикоина. Москва: Атомиздат, **1976**. 1008 с.
40. *Турик А.В., Радченко Г.С., Чернобабов А.И., Турик С.А.* Диэлектрическая проницаемость полимерных матриц, содержащих изолированные включения: гигантское диэлектрическое усиление вместо коллективного резонанса. *Письма в ЖЭТФ*. **2004**. Т. 79. Вып. 9. С. 512–514.
41. *Флуктуации* электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ / Под ред. М.С. Александрова. Москва: Наука, **1972**. 195 с.

42. *Шушкин Н.С.* Облака, осадки и грозовое электричество. Ленинград: Гидрометеиздат, **1964**. 401 с.
43. *Alves L.L., Coche P., Ridenti M.A., Guerra V.* **2016**. Electron scattering cross sections for the modelling of oxygen-containing plasmas. *The European physical journal D. Advances in positron and electron scattering*. 70:124. Issue , 1–9.
44. *Ardon-Dryer K., Huang Y.-W., Cziczo D.J.* **2015**. Laboratory studies of collection efficiency of sub-micrometer aerosol particles by cloud droplets on a single-droplet basis. *Atmospheric chemical physics*. 15. Issue 16, 9159–9171.
45. *Atmospheric Ozone 1985*: Assessment of our understanding in the processes controlling its present distribution and change (Global ozone research and monitoring project, Report No. 16), World Meteorological organization, Geneva, Switzerland, 1150 p.
46. *Daniel C., Pierre P.* **2010**. Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample. *Journal Opt. Soc. Am. B*. 27. Issue 6, A208–A232.
47. *Handbook of weather, climate and water. Dynamics, Climate, Physical Meteorology, Weather Systems, and Measurements / Ed. by T.D. Potter and B.R. Colman.* Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, **2003**. 974 p.
48. *Khvorostyanov V.I., Curry J.A.* **2014**. Thermodynamics, kinetics, and microphysics of clouds. Cambridge U. Press, 782 p.
49. *Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G. Lebreton J.P., Blanc M.* **2008**. Planetary Atmospheric Electricity. Springer, 535 p.
50. *Levdanskii V.V., Dragun V.L., Smolik J., Zdimal V., Moravec P.* 2007. Influence of surface effects in vapor condensation on a nanodimensional aerosol particle having an electric charge. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 80, Issue 1, 57–63.
51. *Murillo M.S., Bergeson S.D.* **2015**. Ultracold neutral plasmas well into the strongly coupled regime. *Advances in atomic, molecular, and optical physics*. 64, 223–271.



52. Robert-de-Saint-Vincent M., Hoffman C.S., Schempp H., Gunter G. Whitlock S., Weidemuller M. **2013**. Spontaneous avalanche ionization of a strongly blockaded rydberg gas. *Phys. rev. lett.* 110. Issue 4, 0450041–0450045.
53. Rusanov A.I., Kuni F.M. **1984**. Reformulation of the thermodynamic theory of nucleation on charged particles. *Journal Colloid Interface Science.* 100, Issue 1, 264–277.
54. Sekimoto K., Takayama M. **2013**. Mass Spectrometric Study of Negative Atmospheric Ion Water Clusters Formed by Atmospheric Pressure Corona Discharges. *Bunseki Kagaku.* 62. Issue 11, 955–963.
55. Stolzenburg M., Marshall T.C., Krehbiel P.R. 2015. Initial electrification to the first lightning flash in New Mexico thunderstorms. *Journal of geophysical research: Atmospheres.* 120. Issue 21, 11,253–11,276.
56. Teixeira R.C., Hermann-Avigliano C., Nguyen T.L., Cantat-Moltrecht T., Raimond J.M., Haroche S., Gleyzes S., Brune M. **2015**. Microwaves probe dipole blockade and van der Waals forces in a cold rydberg gas. *Physical review letters.* 115, Issue 1–3, 013001–013005.
57. Thomson, J.J., Thomson, G.P. **1928**. Conduction of electricity through gases, 3<sup>rd</sup> ed. Cambridge University Press, Cambridge, 192 p.
58. Qi X.M., Ding A.J., Nie W., Petäjä T., Kerminen V.-M., Herrmann E., Xie Y.N., Zheng L.F., Manninen H., Aalto P., Sun J.N., Xu Z.N., Chi X.G., Huang X., Boy M., Virkkulal A., Yang X.-Q., Fu C.B., Kulmala M. **2015**. Aerosol size distribution and new particle formation in the western Yangtze River Delta of China: 2 years of measurements at the SORPES station. *Atmospheric chemistry and physics.* 15. Issue 21, 12445–12464.
59. Vostrikov A.A., Dubov D.Yu. **2006**. Absolute cross sections of electron attachment to molecular clusters. Part II: Formation of  $(H_2O)_N^-$ ,  $(N_2O)_N^-$ ,  $(N)_N^-$ . *Technical Physics.* 51. Issue 12, 1537–1552.
60. Yu F. 2005. Modified Kelvin–Thomson equation considering ion-dipole interaction: comparison with observed ion-clustering enthalpies and entropies. *Journal Chemical Physics.* 122, 0845031–0845038.

## РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЬ СЕРЕДНЬОГО САМОУЗГОДЖЕНОГО ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ

### 4.1. Самоузгоджене рівняння Пуассона для середнього поля

Атмосфера на своїй протяжності не є однорідною. Особливо різко її властивості змінюються по вертикалі. За складом та електричними характеристиками атмосфера у вертикальному напрямку може бути розділена на ряд шарів [Атмосфера ..., 1991; Брагин, 1969; Брагин и др., 1974].

Спостереження за поширенням радіохвиль показали, що гази, які утворюють атмосферу, іонізовані. З численних відомих іонізаторів найголовнішими для нижніх шарів атмосфери є випромінювання радіоактивних речовин, які містяться в земній корі й атмосфері, а також космічні промені. Іонізація верхньої атмосфери істотно залежить від галактичного і сонячного випромінювання [Данилов, Власов, 1973].

У результаті іонізації газів, що входять до складу атмосфери, утворюються первинні (молекулярні) іони і стійкі комплекси з 10–15 молекул (легкі іони) [Матвеев, 1984; Атмосфера ..., 1991; Мак-Ивен, Филипс, 1978; Handbook ..., 2003]. Шляхом приєднання легких іонів до частинок аерозолі утворюються більші — важкі та ультраважкі іони. Виявляються також середні або проміжні іони, природа яких не цілком ясна.

Легкі іони — це комплекси з декількох молекул з одним елементарним зарядом. Рухливість легких іонів [Мак-Даниель, Мэзон, 1976] має порядок  $10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Важкі іони є порівняно великими ( $10^{-9}$ – $10^{-7}$  м) частинками, в основному, з одним елементарним зарядом. Їхня рухливість має порядок  $10^{-7}$ – $10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Концентрація легких іонів в атмосфері залежить від інтенсивності іонізації молекул повітря. Результати прямих вимірів іоноутворення з висотою [Bazilevskaya et. al., 2010, стр.158] показують, що величина

продукції радіаційних електронів  $q$  і константа рекомбінації  $\alpha$  є гладкою функцією висоти і для електронних злив зумовлені ефектом розподілу щільності з висотою. Усі залежності є близькими до постійних у щільних шарах атмосфери до 10 км.

Для приземного шару кількість радіаційних електронів в умовах кінетичної (не термічної) рівноваги складе  $n = \sqrt{q/\alpha} = 1,12 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  при характерних значень іоноутворення  $q \sim 1,6 \pm 0,2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  і типової константи іонної рекомбінації для повітря  $\alpha \sim 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Для висоти 10 км концентрація дорівнює  $n = 2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ .

Розглянемо електрику атмосфери «гарної» погоди. Під «гарною» погодою прийнято розуміти умови в атмосфері, при яких відсутні багато метеорологічних явищ (грозові хмари, тумани, пил, опади, сильний вітер і так далі), що призводять до збурення її електричних характеристик.

Розподіл об'ємних зарядів встановлюється значною мірою під впливом струмів провідності в атмосфері. Експериментальні виміри спектру рухливості іонів підтверджують уявлення про те, що провідність повітря практично визначається легкими іонами [Шишкин, 1964; Чалмерс, 1974].

В умовах «гарної» погоди електричну підсистему атмосфери можна представити як квазінейтральне середовище заряджених частинок. Властивості такого середовища істотно відрізнятимуться від властивостей нейтральних газів. У ньому взаємодія частинок між собою характеризується кулонівськими силами тяжіння і відштовхування, що убувають з відстанню набагато повільніше, ніж сили взаємодії нейтральних частинок. З цієї причини взаємодія частинок у такому середовищі є, строго кажучи, не «парною», а «колективною», де одночасно взаємодіє одна з одною велика кількість частинок. Надалі електроактивну підсистему атмосфери розглядатимемо як квазінейтральну електрон-іонну холодну плазму. Електричне поле окремої частинки у такому середовищі «екранується» частинками протилежного знаку, тобто практично зникає, на відстанях порядку радіусу Дебая від частинки. Експериментальне молекулярно-

динамічне моделювання такої плазми представлене у працях [Майоров и др., 1992; Tkachev et. al., 1995; Ткачев, Яковленко, 1997 а; Ткачев, Яковленко, 1997 б; Ткачев, Яковленко, 2001].

Якщо припустити, що можна знехтувати горизонтальними складовими напруженості електричного поля атмосфери, то за даними про хід напруженості електричного поля з висотою можна обчислити значення густини об'ємних електричних зарядів  $\rho$  в ній. Рівняння Пуассона в цьому випадку можна записати у вигляді [Мучник, 1974]

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi \frac{\rho}{\varepsilon},$$

де  $E$  – напруженість електричного поля;  $\varepsilon$  – діелектрична проникність;  $\rho$  – густина об'ємного заряду.

Густина об'ємного заряду подається у вигляді  $\rho = e(n_i - n_e)$ , де  $n_i, n_e$  – концентрація іонів та електронів відповідно;  $e$  – заряд електрона. Оскільки іони й електрони в атмосфері вільно рухаються, перед тим, як застосовувати рівняння Пуассона, потрібно задати їхній просторовий розподіл. Згідно з рівнянням Больцмана локальна густина іонів буде мати вигляд

$$n_i = n_0 \exp(-W_i/k_B T),$$

де  $n_0$  – середня концентрація заряджених частинок (іонів) у незбуреній області (незбуреній полем даного заряду). Для електронів з урахуванням знаку відповідно

$$n_e = n_0 \exp(-W_e/k_B T),$$

де  $n_0$  – середня концентрація електронів у незбуреній області;  $k_B$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $e$  – заряд електрона;  $W_i = e\phi$ ,  $W_e = e\phi$  – робота з переміщення іона та електрона з потенціалом  $\phi$  на відстань  $x$  від частинок чи меж розділення фаз відповідно. З огляду на квазінейтральність для іонів та електронів  $n_0$  одна й та сама величина [Bazilevskaya et al., 2010].

Підставляючи останні вирази у рівняння Пуассона, перепишемо його у самоузгодженому вигляді, скориставшись зв'язком напруженості й потенціалу  $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{en_0}{\varepsilon} \left( \exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) \right), \quad (4.1.2)$$

де  $\varphi$  – потенціал;  $k_B$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $e$  – заряд електрона;  $n_0$  – концентрація частинок на заданій висоті;  $\varepsilon$  – діелектрична проникність.

Граничні умови для рівняння (4.1.2) запишемо у вигляді

$$\varphi|_{z=0} = \varphi', \quad \nabla \varphi|_{z=0} = E(0),$$

де  $\varphi'$  – потенціал, зв'язаний з поверхневою густиною заряду Землі через вираз  $E = \partial \varphi' / \partial n = 4\pi \tilde{\sigma}$ , де  $\tilde{\sigma} = dQ/dS = -3,45 \cdot 10^{-4}$  СГСЭ/см<sup>2</sup>;  $Q$  – функція розподілу поверхневого заряду в точках денної поверхні.

При натурній щільності іонів або електронів у повітрі [Павлов, 1937; Таммет и др., 1967; Колоколов, 1977; Bazilevskaya et. al., 2010; Pawar et al., 2012] близько  $10^2$ – $10^3$  см<sup>-3</sup> ефект квантового виродження (принцип Паулі) не значимий, тому у виразі (3.1.2) використовується класична функція розподілу електронів у потенціалі  $\varphi$ .

Рівняння Пуассона з правою частиною, залежною від потенціалу з розподілом Ферми, є робочим для опису атомів і граничних явищ у напівпровідниках і металах та відоме як наближення самоузгодженого поля типу Томаса–Ферми або Хартри–Фока [March, ter Haar, 1975; Ландау, Лифшиц, 1989]. У нашому випадку предметом вивчення є не власне хвилі зарядової щільності, а флуктуації поблизу основного стану (див., наприклад, [Ландау, Лифшиц, 1989] для постійного позитивного фону).

Рівняння (4.1.2) говорить про те, що від'ємний заряд електронів майже повністю нейтралізує позитивний заряд іонів, тому електрична підсистема атмосфери є електрично нейтральною сумішшю у макроскопічному масштабі. Максимальна відстань, на якій може порушуватися

квазінейтральність такої системи, характеризується величиною довжини Дебая  $L_D$ :  $L_D = \sqrt{k_B T \varepsilon / n_0 e^2}$ .

Перепишемо рівняння (4.1.2) таким чином

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{en_0}{\varepsilon} \sinh\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right), \quad (4.1.3)$$

тоді у загальному випадку розв'язок (2) буде мати вигляд

$$\varphi = -2i \operatorname{am}\left(\pm \frac{1}{2} \sqrt{(-2a - c_1)(z + c_2)^2} \middle| \frac{4a}{2a + c_1}\right), \quad (4.1.4)$$

де  $\alpha = 4\pi en_0 / \varepsilon$ ;  $c_1, c_2$  – шукані константи;  $i = \sqrt{-1}$ ;  $\operatorname{am}(u|m)$  – еліптична функція Якобі. При  $z=0$ , константа  $c_2$  має вираз:

$$c_2 = 2iF\left(\frac{1}{\sqrt{2a + c_1}} \cdot \frac{i\varphi}{2} \middle| \frac{4a}{2a + c_1}\right),$$

де  $F(\varphi|m) = \int_0^\varphi (1 - m \sin^2(\theta))^{-1/2} d\theta$ ,  $(-\pi/2 < \varphi < \pi/2)$  – еліптичний інтеграл першого роду.

Для знаходження константи  $c_1$  запишемо рівняння (4.1.3) в лагранжевій формі:

$$\frac{1}{2}(\nabla \varphi)^2 - a \cosh\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) = \tilde{\varepsilon}, \quad (4.1.4)$$

де  $\tilde{\varepsilon} = \frac{1}{2} \varepsilon \tilde{E}_0^2 + \frac{3}{2} n_0 k_B T$  – теплова флуктуація поля (ерг/см<sup>3</sup>),  $\tilde{E}_0$  – початкова напруженість поля. Рівняння (4.1.4) має розв'язок у вигляді еліптичної функції Якобі

$$\varphi = -2i \operatorname{am}\left(\frac{1}{2} i \sqrt{2a} \sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} z - i \sqrt{2\tilde{\varepsilon}} \sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} z - \frac{1}{2} i a \sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} c_1 - i \tilde{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} c_1 \middle| \frac{2a}{a + \tilde{\varepsilon}}\right). \quad (4.1.5)$$

Тоді шляхом зіставлення модулів виразів (4.1.3) і (4.1.5) знайдемо константу  $c_1$ :

$$\frac{4a}{2a + c_1} = \frac{2a}{a + \tilde{\varepsilon}}, \quad c_1 = 2\tilde{\varepsilon}.$$

У разі, якщо права частина рівняння (4) виражена у вигляді різниці експонент, розв'язання зводиться до інтеграла вигляду

$$\int_0^{u(z)} \frac{\exp(z/2)}{\sqrt{\alpha + \alpha \exp(2z) + 2\exp(z)\tilde{\varepsilon}}} dz = \pm(z + c_1). \quad (4.1.6)$$

Уведемо підстановку  $u \rightarrow \exp(z/2)$ ,  $2du = \exp(z/2)dz$ ,  $z \rightarrow \log(2u)$ , тоді отримаємо:

$$2 \int \frac{du}{\sqrt{\alpha + \alpha u^4 + 2u^2\tilde{\varepsilon}}} = \pm(z + c_1).$$

Розв'язок цього рівняння зводиться до еліптичного інтегралу першого роду

$$F(i \sin^{-1}(f|k)) = \frac{\alpha(z + c_1)}{\sqrt{\tilde{\varepsilon} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2}}}, \quad (4.1.7)$$

$$\text{де } f = u \sqrt{\frac{\alpha}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2} - \tilde{\varepsilon}}}; \quad k = \frac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2} - \tilde{\varepsilon}}{-\tilde{\varepsilon} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2}}.$$

Обернувши функцію  $\sin^{-1}(f|k)$ , та взявши інтеграл отримаємо вираз для потенціалу

$$\varphi(z) = -i \operatorname{sn} \left( \frac{\alpha(z + c_1)}{\sqrt{\tilde{\varepsilon} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2}}} \middle| \frac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2} - \tilde{\varepsilon}}{-\tilde{\varepsilon} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2}} \right). \quad (4.1.8)$$

Потенційний рельєф ефективного функціоналу енергії у координатах напруженість — потенціал  $(E, \varphi)$  має гіперболічний характер у випадку, коли концентрація електронів перевищує концентрацію іонів  $n_e > n_i$ , та параболічний — у випадку  $n_i > n_e$ . Узгодження призводить до особливостей еліптичного інтеграла першого роду  $F(x, k)$ , який слугує точною першою ітерацією вирішення самоузгодженого поля для потенціалу  $\varphi$  при параметрі екранування, що змінюється.

Основна особливість інтеграла полягає в тому, що загальний розв'язок допускає зарядові вертикальні розподіли типу хвиль щільності об'ємного заряду. Аналіз першого інтеграла показує, що для підтримки електронейтральності при збільшенні енергії основного стану контактний потенціал  $\varphi_0 = k_B T / e$  на межі розділу фаз варіює від 25,7 до 35,0 мВ. Із цього випливає, що зміна граничного потенціалу  $\varphi|_{z=0}$  на 0,1–1 В призведе до істотної перебудови розподілу електронів у приземному полі. Сама перебудова має осцилюючий характер при  $n_i > n_e$  і гіпергеометричне зростання при  $n_e > n_i$ . При збільшенні щільності енергії модуль еліптичного інтеграла має особливу точку зростання неінтегрованого типу. Така спонтанна поляризація атмосферних електронів подібна до сегнетоелектричної поляризації активних кристалів у фізиці твердого тіла. Стійкість приземному шару електронів надають від'ємні іони. Ефект спонтанної поляризації електронів в атмосфері може викликати ранню іонну конденсацію на відповідних висотах у тропосфері навіть у повітрі, ненасиченому парами [Русанов, 1978; Levdanskii, 1990; Rusanov, Kuni, 2009; Yu, 2015], що, у свою чергу, дає фізичне пояснення прояву лінійних хмарних аномалій (ЛХА) над активними розломами, що фіксується супутниковими спостереженнями [Ежов, Ищенко, 1983; Морозова, 2005; Гохберг, Шалимов, 2010; Дода и др., 2011].

Змоделюємо гіперполяризованість електронів у приземному шарі при варіюванні приземного потенціалу. Розглянемо наближення, яке, зазвичай, використовується для оцінки електродного ефекту [Салем, 2004]:  $4\pi en_0 \approx \delta$ , де  $\delta = n_i - n_e$ . У нульовому наближенні несамоузгоджений розв'язок представляється у вигляді приземного контактного потенціалу  $\varphi^0(z) = 4\pi n_0 z^2 / 2 + E(0)z + \varphi(0)$ , знак якого визначає зарядова поляризація і напрям приземного поля. Параболічне наближення контактного потенціалу стандартне для фізики  $p - n$  переходу напівпровідникового випрямляючого контакту, а осциляції відомі як осциляції Фріделя [Займан, 1974, Салем,



2004]. Ітерації з потенціалом нульового наближення  $\varphi^0(z)$  призводять або до зростання потенціалу, або до зарядових осциляцій Фріделя з періодом, рівним довжині Дебаївського екранування.

У нашому випадку нульове наближення входить у лінійний розв'язок одновимірного рівняння Пуассона–Больцмана

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{en_0}{\varepsilon} \cdot \sinh\left(\frac{e\varphi^0}{k_B T}\right) \quad (4.1.9)$$

Властивість цього розв'язку принципово відповідає сучасним вимірам, які показують змінний характер висотного профілю електричного поля до висот 12 км, і його нерегулярній структурі [Красногорская, 1978; Leblank et al., 2008; Мареев, 2010; Stolzenburg et al., 2015]. Перше наближення потенціалу  $\varphi^1(z)$  буде гіперболічним, друге  $\varphi^2(z)$  — подвійним гіперболічним:

$$\frac{d^2 \varphi^1}{dz^2} = \frac{4\pi en_0}{\varepsilon} \sinh\left(\frac{e\varphi^0(z)}{k_B T}\right). \quad (4.1.10)$$

Ряд ітераційних підстановок або призводить до особливої точки, або осцилює, що і відповідає істотній особливості еліптичного інтеграла для точного розв'язку.

Проілюструємо поведінку еліптичного інтеграла за умови, що зовнішнє поле  $\varphi^0(z)$  (наприклад, поле від широтного розлому Землі) задане у вигляді моделі потенціалу малого кільця [Кондратьев, 2007]:

$$u(r, z) = u_0 K \left( \sqrt{\frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2}} \right),$$

де  $K$  — еліптична модулярна функція,  $u_0$  — початковий модельний потенціал.

Гіперболічне відображення зарядового розподілу малого кільця ілюструє рис. 4.1.1 при різних значеннях приземного потенціалу у безрозмірних одиницях:

$$u_1 = u_0 \sinh\left(\frac{u(r, z)}{\phi_0}\right).$$

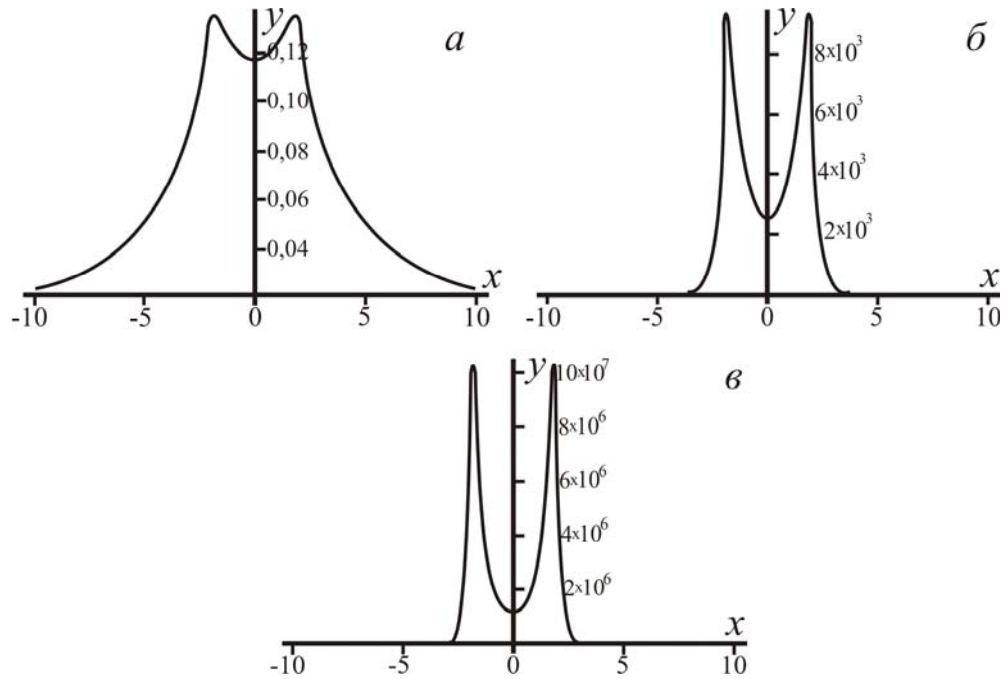


Рис. 4.1.1 Відображення модельного потенціалу малого кільця: *a* — пропорційне масштабування у лінійній області гіперболічного синуса ( $u_0=0,002$ ), *б* — контрастне посилення ( $u_0=0,14$ ); *в* — гіперпосилення ( $u_0=0,25$ ). Восі  $y$  і  $x$  в умовних одиницях.

Як видно з рис. 4.1.1, при малих потенціалах порядку  $\sinh(e\phi/\varepsilon k_B T) \sim 0,01$  безрозмірних одиниць (лінійна область) відображення здійснюється пропорційним масштабуванням. При збільшенні потенціалу до 0,1–0,2 безрозмірних одиниць відбуваються гіперболічне посилення і контрастування деталей розподілу, при збільшенні потенціалу від 0,2 до 0,5 — гіперпосилення потенціалу кільця. При перенесенні іонів уздовж силових

ліній неоднорідного електростатичного поля цей ефект складе суть електростатичного проектування або, у теорії розчинів, гальванопластичного ефекту перенесення зображення. Важливо зазначити, що керуючою величиною для непропорційності посилення модельного потенціалу  $u(r, z)$  є потенціал  $\varphi_0 = k_B T / e \sim 25,7$  мВ або поляризованість підсистеми термалізованих електронів повного електронного вмісту.

Особливості ітераційного процесу знаходження гіперболічного розв'язку відповідають модулярним особливостям періодів першого еліптичного інтеграла. Перехід від періодичних розв'язків до квазігіперболічних з істотною особливістю для точного розв'язку подається модулярною функцією  $K(k) = F(\pi/2, k)$  першого еліптичного інтеграла. При  $k \geq 1$  періоди задаються: перший період —  $K_1 = F(\pi/2, k)$  (рис. 4.1.2, а); другий період —  $K_2 = F(\pi/2, \sqrt{1-k^2})$  (рис. 4.1.2, б). У нашому випадку модуль залежить від енергії в одиниці об'єму.

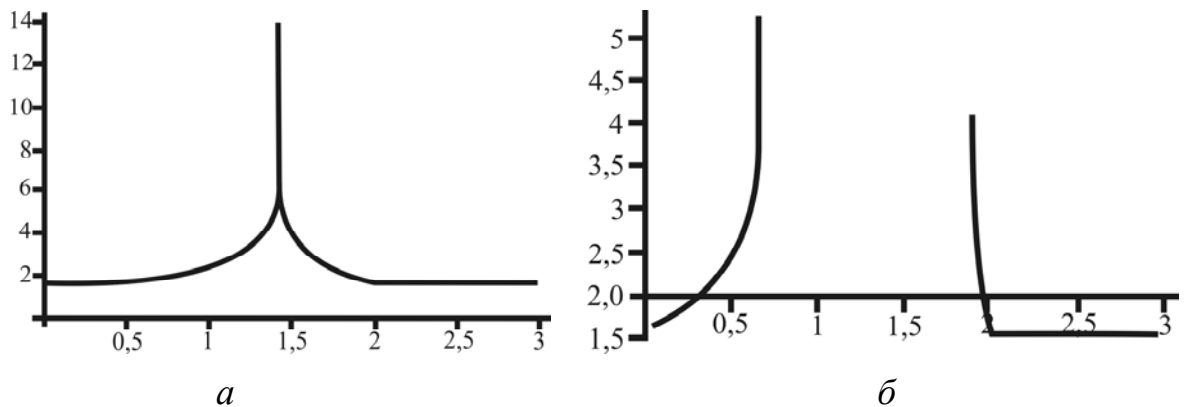


Рис. 4.1.2 Необмежене зростання першого (а) і другого (б) періодів еліптичного інтеграла як функції дійсної частини модуля  $\text{Re}[k(w)]$ . Восі  $y$  і  $x$  в умовних одиницях.

Зазначимо, що модуль  $K$  матиме дійсну та уявну частини. Отже, в еліптичному синусі будуть присутні обидва періоди, що призведе до несумірних нерегулярних просторових осциляцій. При збільшенні повної енергії об'єму  $\tilde{\varepsilon}$  (тривимірний випадок) відбувається необмежене

збільшення першого і другого періодів дійсної частини модуля функції  $\text{Re}[k(w)]$ . Зазначимо, що для обчислення константи  $c_1$  характерним об'ємом однорідності є  $L_D^3$  або Дебайвська довжина  $L_D$ , тобто неявна немасштабованість точного розв'язку (на відміну від наближення Дебая–Хюккеля).

Таким чином, властивості необмеженого зростання еліптичного інтеграла призводитимуть до того, що локальні квазістатичні варіації вертикальної компоненти електричного поля  $E_z \sim \pm 300 \div 1000$  В [Корсунова и др., 2013; Бычков и др., 2017] у частотному діапазоні 10–100 кГц можуть досягати іоносферних шарів, підвищуючи електронну температуру від стандартної у середньому на 28 % [Sharma et al., 2004; 2011].

#### **4.2. Динамічна поляризація електрон-іонної підсистеми в гравітаційному полі**

Для урахування поляризації електрон-іонної підсистеми атмосфери в полі сили тяжіння  $mgz$  перепишемо рівняння (3.1.2) таким чином

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{1}{L_D^2} \left( \exp\left(-\frac{m_i g z + e\varphi}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) \right), \quad (4.2.1)$$

де  $\varphi$  — потенціал;  $m_i$  — маса іона;  $g$  — сила тяжіння;  $z$  — висота;  $e$  — заряд електрона;  $L_D$  — довжина екранування Дебая;  $\varepsilon$  — діелектрична проникність;  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура.

З рівняння (4.2.1) виходить, що іонна підсистема визначається барометричним розподілом нейтральної компоненти і містить ефективні маси іонів для тропосфери. Масою електрона ми нехтували через її незначущість відносно до маси іона.

Малі іони рухливіші за великі, але вони дуже швидко приєднуються (адсорбуються) до аерозольних частинок, формуючи великі іони, менш схильні до дрейфу під дією електричного поля [Norpel, 1967; Морозов, 1986]. Зокрема, важкі аерозольні частинки схильні більшою мірою до впливу сили

тяжіння Землі. Тому, адсорбуючи легкі іони того або іншого знаку, вони можуть викликати в атмосфері значний перерозподіл об'ємного заряду, який неможливий при урахуванні дрейфу тільки легких іонів під дією природного поля Землі.

Для прикладних завдань у метеорології використовуються різні інтерполяційні формули, які описують емпіричні розподіли напруженості електричного поля, щільність об'ємного заряду і провідності з висотою, наприклад [Gish, 1944; Pruppacher, Klett, 2010]

$$E = 81,8 \exp(-4,52 \cdot z) + 38,6 \exp(-0,375 \cdot z) + 10,27 \exp(-0,121 \cdot z),$$

де  $E$  — напруженість поля В/м,  $z$  — висота в км;

$$\gamma = 2,94 \exp(-4,52 \cdot z) + 1,39 \exp(-0,375 \cdot z) + 0,369 \exp(-0,121 \cdot z) \cdot 10^{14} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1},$$

де  $\gamma$  — провідність  $\text{Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ ,  $z$  — висота в км;

$$\rho = 20,4 \exp(-4,52 \cdot z) + 0,8 \exp(-0,375 \cdot z) + 0,069 \exp(-0,121 \cdot z),$$

де  $\rho$  (елементарні заряди в  $\text{см}^{-3}$ ),  $z$  — висота в км;

[Имянитов, Чубарина, 1963]

$$E = E_0 \exp(-aZ),$$

де  $a = 1 \text{ км}^{-1}$ ;  $Z$  — км;  $E_0$  — приземне електричне поле.

Оцінимо барометричну висоту за емпіричним виразом для об'ємної щільності заряду  $\rho$  [Gish, 1944]. Перший коефіцієнт є неklasичною барометричною висотою стандартних компонент (атомів і молекул) повітря, наприклад: висота першого комплексу дорівнює  $4,52 \cdot 10^{-5}$  см, його барометрична висота складе  $1/(4,52 \cdot 10^{-5}) = 2,2 \cdot 10^4$  см = 210 м.

Як видно, перший коефіцієнт не є стандартною барометричною висотою та виправляється іншими коефіцієнтами для збігу з натурними даними. Далі візьмемо відношення першої барометричної висоти 210 м до барометричної висоти кисню  $H_{\text{O}_2} \sim 7$  км або азоту  $H_{\text{N}_2} \sim 8$  км, маємо  $7000/200 = 35$ ,  $8000/200 = 40$ . В одиницях мас молекул така частинка матиме масу 30–35 мас молекул  $\text{N}_2, \text{O}_2$  або  $\text{O}_2(35)$ . Саме такі важкі частинки створюють

барометричний гравітаційний ефект поляризації разом з легкими електронами.

Для малих збурень, щоб оцінити ефект гравітаційної поляризації, розкладемо праву частину рівняння (4.2.1) за величиною потенціалу, нехтуючи другою експонентою. Тоді рівняння (4.2.1) набере вигляду

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{L_D^2} (1 - z/H) \varphi(z) = 0,$$

де  $H = k_B T / mg$  – висота однорідної атмосфери.

Як видно, вплив поля сили тяжіння (гравітаційна поляризація) зумовлює лінійне рівняння другого порядку для потенціалу Ейрі. Параметрична залежність функції Ейрі подається виразом

$$\varphi(z) = C_1 \text{Ai} \left( \left( \frac{1}{L_D^2 H} \right)^{1/3} (H - z) \right) + C_2 \text{Bi} \left( \left( \frac{1}{L_D^2 H} \right)^{1/3} (H - z) \right), \quad (4.2.2)$$

де  $\text{Ai}$ ,  $\text{Bi}$  – функції Ейрі;  $C_1$  і  $C_2$  – шукані коефіцієнти, які складним чином (похідні від функцій Ейрі) залежать від граничних умов  $\varphi|_{z=0}$  та  $\nabla \varphi|_{z=0}$ . Така залежність не передбачається екстраполяційними виразами, які використовуються в метеорології. Функція  $\text{Ai}$  при значеннях аргументу менших від нуля має осциляції розміром довжини екранування Дебая, які відсутні у лінійному наближенні Дебая. Неоднорідна частина розв'язку спричиняє макрозміни потенціалу. Таким чином, локальні квазістатичні варіації приземного електричного поля будуть мати вплив на електроактивну підсистему тропосфери.

Приклад відповідності експериментально спостереженого [Цефрас, 1961] і модельного потенціалу, розрахованого за виразом (4.2.2), зображено на рис. 4.2.1,а. Критична залежність функцій Ейрі від граничних умов на поверхні Землі зображена на рис. 4.2.1,б,в.

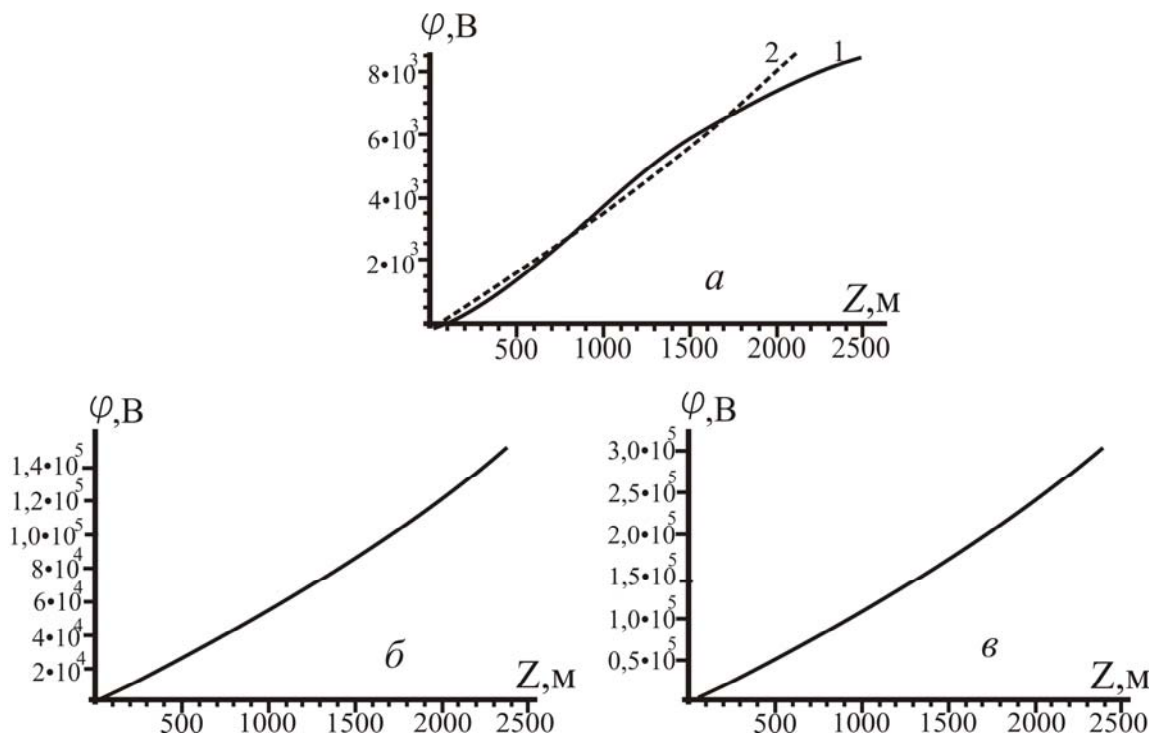


Рис. 4.2.1. Вертикальний розподіл потенціалу  $\varphi$ : *a* – середньомісячний потенціал (Ташкент, 1958, квітень): 1 – спостережений, 2 – модельний; критична залежність потенціалу від приземної напруженості електричного поля: *б* –  $E(0)=50$  В/м, *в* –  $E(0)=100$  В/м.

Слід зазначити, що функція  $A_i$  при значеннях аргументу менше нуля має осциляції розміром довжини екранування Дебая  $L_D$ , які відсутні у лінійному наближенні Дебая. Неоднорідна частина розв'язку спричиняє макрозміни потенціалу, де  $A_i$  відповідає осциляційній частині еліптичного інтеграла (точного розв'язку),  $V_i$  — особливій частині еліптичного інтеграла (точного розв'язку) — стінки зростання вертикального потенціалу.

Включення в рівняння (4.2.2) динамічної діелектричної проникності призведе до появи стратифікованих шарів (див. рис. 4.2.3).

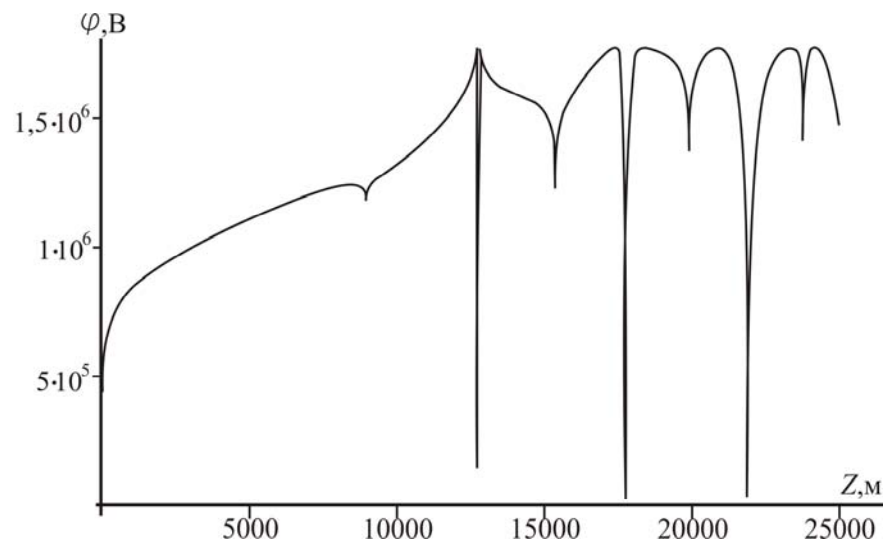


Рис. 4.2.2 Критична залежність потенціалу від динамічної діелектричної проникності  $\varepsilon(r)$ .

Як видно з рис. 4.2.1–4.2.2, варіації напруженості поля біля землі істотно змінюють величину вертикального профілю потенціалу електричного поля. Отже, локальні квазістатичні варіації вертикальної компоненти електричного поля [Корсунова и др., 2013; Бычков и др., 2017] впливають на електроактивну підсистему тропосфери.

### 4.3. Самоузгоджене рівняння Пуассона у кубічному наближенні

У багатьох практичних випадках зручно використовувати універсальне рівняння Пуассона шляхом перенормування коефіцієнтів при різних моделях ефективного середовища (структурі статистичної суми). Якщо структурний фазовий перехід організовується в межах канонічного ансамблю (де число частинок зберігається), а підведення енергії здійснюється термічними флуктуаціями — це класичний термодинамічний фазовий перехід. Існують фазові переходи зі зміною структури у відкритих системах, які не описуються канонічними ансамблями [Жири-фалько, 1975; Брус, Каули, 1984]. Одним з прикладів є лазерний фазовий перехід (перехід до когерентного стану) [Звелто, 2008].



Розділ 3, а також експериментальні спостереження [Атмосфера ..., 1991; Брагин, 1969; Брагин и др., 1974] показують, що стратифікація електроактивної підсистеми атмосфери належить до структурних фазових переходів зняття однорідності та переходу до страт (надгратки). Це явище є універсальним для верхньої тропосфери і нижньої стратосфери — однорідний барометричний розподіл зарядів виявляється нестійким відносно до утворення страт. Такі структурні фазові переходи належать до фазових переходів динамічного типу і відбуваються не в термодинамічно канонічній системі. Підведення енергії до системи здійснюється не термічними флуктуаціями температури (мікροканонічний ансамбль), а жорстким випромінюванням Сонця і швидких частинок.

Як параметр порядку, що описує таку систему, запропонований безрозмірний потенціал, перевизначений для атмосфери, в який входить динамічна діелектрична проникність. Такий підхід передбачає уточнення меж мінімуму критичної точки зарядової рівноваги по відношенню до спонтанної поляризованості. Квадратичне, а також наближення четвертого ступеню за параметром порядку — це перший крок до репараметризації функціонала повної енергії для опису основного стану (стану квазірівноваги) системи заряджених частинок у гравітаційному полі.

У роботі усвідомлено той факт, що при визначенні діелектричної проникності у твердих діелектриках шукається константа рівняння Пуассона, насправді у плазмі виконується робота при переміщенні пробного заряду проти сил поляризації середовища. Саме тому коректне визначення поляризації можливе на основі закону збереження енергії для повної роботи пробного заряду. У зв'язку з цим рівняння Пуассона сформульоване у формі варіаційного принципу, а не через балансне рівняння заряду.

Оскільки виміри робляться в природі в середовищі [Имянитов, 1957], втрачається діелектрична константа, що призводить до занижених значень концентрації електронів. Це відбувається внаслідок того, що потенціал *in situ*

екранований і теорема Гауса для нього не виконується, а якщо і виконується, то для радіусу сфери Гауса менше радіусу екранування Дебая.

Для сфери Гауса великих розмірів експериментально визначається тільки пристінкова частина до електromетру, а екранована (внутрішня) частина не робить внесок у потік поля через поверхню динамічним екрануванням електрона. Величина екранування електронів у повітрі є дуже великою через динамічну поляризованість середовища і складається з двох частин — Дебайівської та іонно-плазмової сфер екранування. Самоузгодження рівняння Пуассона за діелектричною проникністю виконане у розділі 5.

Запишемо рівняння Пуассона (1), використовуючи безрозмірний параметр  $\psi = e\varphi/\varepsilon k_B T$  [Белый, Зеленин, 2013], розклавши праву частину рівняння і взявши перші два члена  $\sinh(\psi) = \psi + (1/6)\psi^3$ :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha^2} \left( \psi + \frac{1}{6} \psi^3 \right), \quad (4.3.1)$$

де  $\varphi$  – потенціал;  $k_B$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $e$  – заряд електрона;  $\varepsilon$  – діелектрична проникність;  $\alpha = L_D / \sqrt{4\pi}$ .

Загальний розв'язок рівняння (4.3.1) представляється у вигляді еліптичного синуса Якобі

$$\varphi(z) = \frac{a}{6a - 2\sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}} \operatorname{sn} \left( \frac{(z - c_2) \sqrt{\sqrt{3a(3a - 2c_1)} - 3a}}{\sqrt{6L_m}} \middle| - \frac{3a + \sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}}{-3a + \sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}} \right)^2, \quad (4.3.2)$$

$$k = - \frac{3a + \sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}}{-3a + \sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}},$$

де  $c_1$  і  $c_2$  – шукані константи інтегрування;  $L_m$  – ефективний параметр довжини хвилі який можна інтерпретувати як довжину кулонівської кореляції хвиль густини об'ємного заряду,  $k$  – модуль синуса Якобі.

Розв'язок критичним чином пов'язаний з модулем  $k$ . Константа інтегрування  $c_1 = 2\tilde{\varepsilon}$  (знайдена раніше) залежить від щільності енергії

системи в одиниці об'єму. Константа  $c_2$ , як і у випадку розв'язку рівняння 4.1.5, має складну залежність від еліптичної функції. Величина  $\tilde{\varepsilon}$  параметризується граничними умовами на земній поверхні  $\nabla\varphi|_{x=0} = E(0) \sim 100$  В/м,  $\varphi|_{x=0} = \varphi(0) \sim 0,1$  В.

Характер осциляцій для кубічного потенціалу критичним чином залежить від модуля еліптичної функції і включає прецесійний і нутаційний рухи аналогічно до завдання про дзигу з однією нерухомою точкою. Нутаційний період при натурних константах виявляється близько мінімальної Дебаївської довжини екранування — «пила». Прецесійний період відповідає плазмовим коливанням при ефективній довжині близько 240 м, що відповідає значенню константи  $\alpha$ , рівної  $2,43 \cdot 10^4$  см (при  $n_0 = 700$  см<sup>-3</sup>;  $\varepsilon = 10^5$  СГСЕ;  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$  СГСЕ;  $\varphi_0 = \varepsilon k_B T / e = 0,025$  В) :

$$\alpha^{-2} = 4\pi n_0 / \varepsilon \varphi_0 = \frac{12,56 \cdot 700 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}}{10^5 \cdot 0,025} = 1,68 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2},$$

$$\alpha = 2,43 \cdot 10^4 \text{ см.}$$

З наведених співвідношень видно критичну залежність структури електричного поля активної атмосфери від граничних умов (приземного потенціалу і напруженості поля). Вона важлива для вирішення завдань структури електричного поля аномальних зон (розломи, річки, межа вода — суша).

При параметризації самоузгодженого рівняння (4.3.2) можливі два варіанти роботи з константами: а) підстановка натурних кінетичних коефіцієнтів у константу екранування, період і модуль еліптичного інтеграла; б) визначення (оптимізація) констант за натурними профілями [Матеріали ..., 1963] поля чи його відрізка. Перший випадок дає увесь спектр осциляцій аж до Дебаївської довжини екранування для атмосфери, рис. 4.3.1, а («уся пила»). Як видно, спостерігається чутливість горизонтів вище 500 м до приземного поля, тоді як до цього горизонту атмосфера не чутлива — ефект параметричного розгойдування. Послідовне усереднювання спектру методом

ковзаючого середнього дає згладжену картину потенціалу електричного поля (див. рис.4.3.1, б).

Важливо зазначити, що детектор поля при літаковому зондуванні — експериментальна схема посилення і швидкості запису приладами електричного поля [Имянитов, 1957] — містить неявні фільтри ємнісного типу, що усереднюють природний сигнал  $\sim 2 \text{ Па/м}^2$ . Тому для оцінки обвідної використовується метод ефективного середовища, де параметри розв'язку підбираються із зіставлення з експериментальними профілями. У нашому випадку модуль  $k$  має величину  $0,3+0,25i$  при  $L_m \sim 100 \div 120 \text{ м}$ . Графік потенціалу з цими параметрами є розподілом зі сплесками, що відповідають експериментальним площинам, і зображений на рис.4.3.1, в.

На рис. 4.3.2 зображені дійсні й уявні частини модуля еліптичної функції.

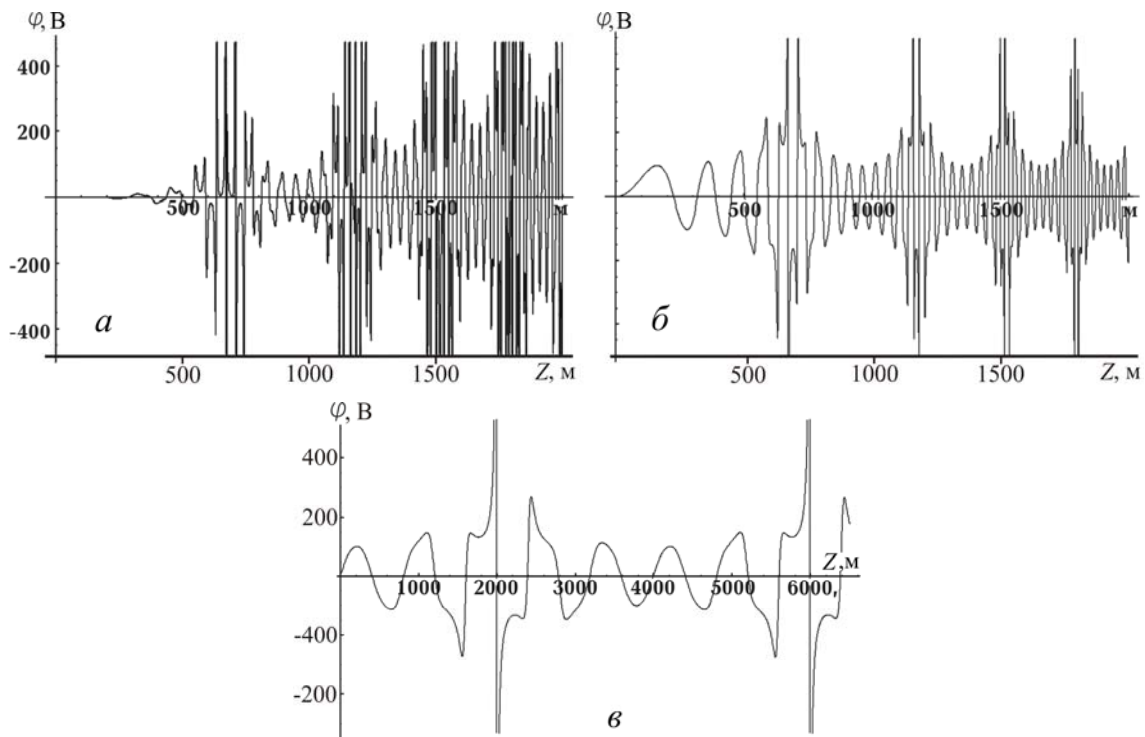


Рис. 4.3.1. Хід змодельованого самоузгодженого потенціалу з висотою  $Z$ , м, за рівнянням (4.3.2):  $a$  — константа і модуль, які відповідають  $\epsilon \sim 10^5$ ,  $б$  — усереднена крива  $a$  за п'ятьма точками,  $в$  — обвідна при  $k = 0,3 + 0,25i$ .

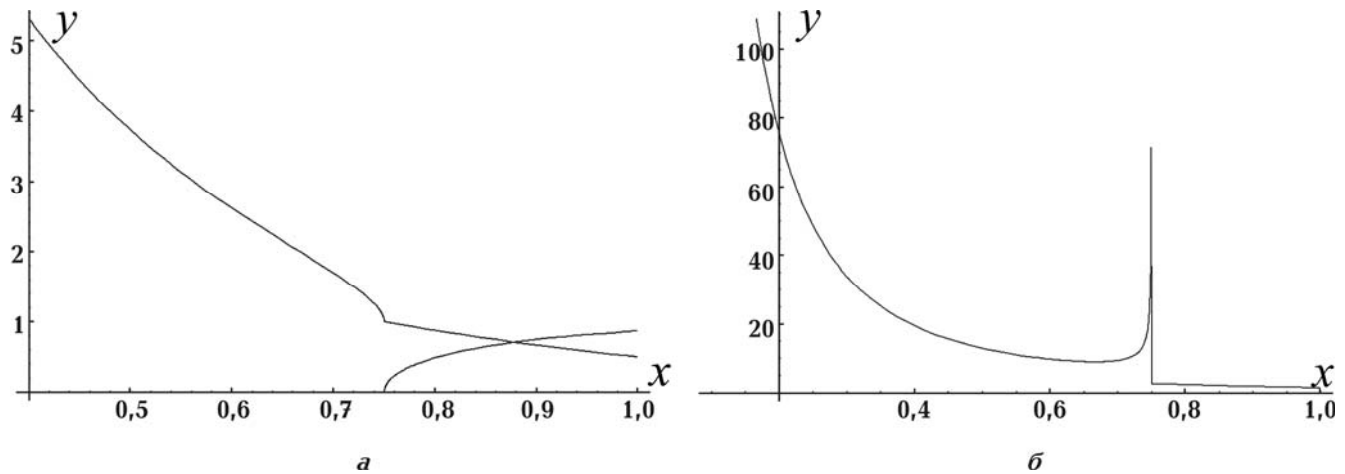


Рис.4.3.2. Модуль еліптичного синуса:  $a$  – дійсна частина  $\text{Re}(k)$ ;  $b$  – мніма частина  $\text{Im}(k)$ . Восі  $x$  та  $y$  в умовних одиницях.

Як видно з рис. 4.3.2, розв'язок не зводиться до простого плоскохвильового випадку і для тривимірного випадку критичним чином залежить від повної енергії в одиниці об'єму. Це і складає ефект активного середовища — стратифікація електростатичного поля виявляється стійкою і не залежить від сезону, хоча огинаюча крива періодично сезонно повторюється.

Самоузгоджене рівняння Пуассона з гіперболічним синусом формально математично еквівалентне модельному рівнянню періодичного розподілу завихрення ланцюжка Кармана [Кочин и др., 1948; Рабинович, 1984]. Ланцюжок Кармана має біфуркаційну нестійкість типу подвоєння періоду. У нашому випадку динамічні траєкторії рівняння  $\ddot{z} + \sin z = 0$  розгорнуті як розподіл зарядової щільності по вертикалі в атмосфері. Така система має квазіперіодичний розв'язок, який переходить в ергодичне перемішування при великих висотах. Можна припустити, що перехід до стохастичного режиму відповідає термосферним пробоям і нагріванню верхньої атмосфери під дією спонтанних коронувальних розрядів — атмосфериків. Надчутливість системи атмосферних електронів відносно варіації початкових умов (тектонічної напруги, п'єзо ефектів і так далі) відповідає ефекту впливу граничних умов на розв'язок.

#### 4.4. Самоузгоджене рівняння Пуассона для хмари і хмарного аерозолію

Для опису в атмосфері фази зарядженої водяної пари і хмарного аерозолію зручно ввести безрозмірний параметр середнього поля хмари  $\psi_a = e\tilde{\varphi}/\varepsilon k_B T$ . Він перевищує параметр  $\psi = e\varphi/\varepsilon k_B T$  для сухої атмосфери на декілька порядків і дозволяє відокремити середні потенціали хмарного аерозолію від потенціалів сухої стандартної атмосфери. Флюїдна фаза хмар виділяється великими градієнтами середнього електричного поля на межі розділу фаз — стінки самоузгодженого потенціалу (візуальна межа хмари) — і стрибками коефіцієнтів ступеневого розкладання як функції параметрів.

Оскільки середні заряди мікрокрапель у хмарі складають 100–500  $e$ , де  $e$  — заряд електрона, то середній потенціал при концентрації аерозолію  $(3-7) 10^3 \text{ см}^{-3}$  буде набагато більше середнього потенціалу стандартної атмосфери (за тих же концентрацій) і складе величину  $10^3-10^4 \text{ В/см}$ . Таким чином, про макрофазу аерозолію (у масштабах  $\sim 1 \text{ км}$ ) можна говорити як про термодинамічну фазу, відмінну від конденсованої ( $10^7-10^8 \text{ В/см}$ ) і газової ( $1-10^3 \text{ В/см}$ ) фаз, з полями на межі розділів близько  $10^3-10^4 \text{ В/см}$ .

Рівняння збереження заряду (4.1.2) та (4.2.1) [Белый, Зеленин, 2012] для сухої атмосфери є умовою самоузгодженого потенціалу для електронів та іонів атмосфери в зовнішньому електричному та гравітаційному полях Землі. Осциляційна природа загальних розв'язків рівнянь має два джерела:

- а) вертикальна поляризація втікаючих електронів на фоні важких іонів (лінійний множник у рівнянні);
- б) горизонтальні осциляції «плоского дна», самоузгодженого потенціалу Больцмана (нелінійність рівняння).

Кубічне наближення самоузгодженого рівняння Пуассона [Белый, Зеленин, 2013, б] для параметра порядку  $\psi = \varphi/\varepsilon\varphi_0$  є поляризацією повного спектру холодних електронів атмосфери  $n_0(\varepsilon, r)$ , де  $\varepsilon \sim k_B T$ , аналогічно до теорії структурних фазових переходів першого роду й ідеології [Ландау, Лившиц, 1937 а,б]. Флуктуаційна структура критичної точки поляризації

подібна до структури  $\lambda$ -точки кипіння для параметра вільної енергії. Розв'язок містить осциляційні частини ергодичної релаксації.

Рівняння для самоузгодженого поля хмарного аерозолі відрізнятиметься підвищеними середніми напруженостями поля і зарядами частинок аерозолі. За таких умов ефективні пружні постійні підсистеми будуть пропорційно більші, а заряджена пара в стратифікованому електричному полі сухої атмосфери Землі поводитиметься як єдине ціле.

Щоб отримати рівняння для середнього потенціалу хмарного аерозолі, необхідно усереднити больцманівський чинник з розподілу частинок у хмарі  $n(q)$ , вважаючи заряд аерозольної частинки як параметр, а потенціал  $\tilde{\varphi}(\mathbf{r})$  як

$$\int \varphi(q, \mathbf{r}) n(q) dq = \tilde{\varphi}(\mathbf{r}).$$

Після процедури усереднювання рівняння для середнього потенціалу підсистеми аерозолі запишеться у вигляді

$$\Delta\varphi = 4\pi e n_0 \int_0^{q_{\max}} q \cdot n(q) \cdot \sinh(e\tilde{\varphi}/\epsilon k_B T) dq, \quad (4.4.1)$$

де  $\tilde{\varphi}$  — усереднений потенціал з розподілу частинок;  $n(q)$  — модельний розподіл частинок за зарядами;  $q$  — заряд аерозолі;  $n_0$  — середня концентрація іонів;  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура;  $\epsilon$  — діелектрична проникність.

Розподіл частинок за зарядами  $n(q)$  має емпіричну залежність розміру частинки та її середнього заряду в хмарі за умов рівноваги насичення [Красногорская, 1972; Аджиев, Тамазов, 1987; Шаповалов, 2003]:

$$q(m) = \beta (4/3) \pi r^3 \sigma,$$

де  $\sigma$  — об'ємна щільність молекул краплі;  $\beta$  — коефіцієнт пропорційності, значення якого змінюється залежно від вмісту домішок у краплі і температури її замерзання [Мучник, 1963; Красногорская, 1972].

У виразі (4.4.1) замість модельного розподілу частинок за зарядами  $n(q)$  можна використати ряд емпіричних параметричних розподілів аерозолі за

розмірами, наприклад:  $n(r) = (25V/4\pi r_m^6)r^2 \exp(-5r^3/3r_m^3)$  — канонічний розподіл Смолухівського для броунівських частинок [Шишкин, 1963, с. 192];  $q \cdot \exp(-q/Q)$  — експоненціальний розподіл за типом  $\gamma$ -розподілу [Ивлев, Довгалюк, 1999]

$$\int_0^{q_{\max}} q \exp(-q/Q) \sinh(\psi_a) dq, \quad (4.4.2)$$

де  $Q$  — зарядова ширина розподілу,  $q$  — заряд частинки;  $\psi_a = e\tilde{\varphi}/\varepsilon k_B T$ .

Для отримання потенціалу необхідно вираз (4.4.2) проінтегрувати за параметром  $\psi_a$ , тоді маємо

$$\varphi(\psi_a, q_{\max}) = \frac{4\pi e n_0 Q}{Q^2 \psi_a^2 - 1} \left( \exp\left(-\frac{q}{Q}\right) (\cosh(\psi_a) + Q \psi_a \sinh(\psi_a)) - 1 \right), \quad (4.4.3)$$

де  $q_{\max}$  — максимальний заряд частинки;  $q$  — заряд частинки.

Усереднений потенціал (4.4.3) є самоузгодженим полем з параметром порядку  $\psi_a$  і просторовим розподілом частинок різного заряду для ефективного лагранжиану:  $L = \frac{1}{2} \nabla(\psi_a)^2 - \varphi(\psi_a, q_{\max})$ . Він є ще плоскішою потенційною ямою, типу «склянки» або «каструлі» з великими градієнтами, що формують межу розподілу аерозолі хмари. Залежність середнього потенціалу  $U(\psi_a, q_{\max})$  від максимального заряду  $q_{\max}$  при усереднюванні за експоненціальним розподілом  $q \cdot \exp(-q/Q)$  зображена на рис. 4.4.1.

Як видно з рис. 4.4.1, в, при суміщенні потенціалів  $a$  і  $b$  відбувається утворення плоскої межі і зламу межі фази аерозолі. Перерозподіл зарядових ступенів свободи призводить до більш вираженої межі хмари та ергодичних флуктуацій поля усередині потенційної ями. Зарядові ступені свободи призводять до самоузгодженого потенціалу із ще більш вертикальними стінками — чіткої межі фази. Плоске дно зумовлює вільні зміни потенціалу в широких межах.



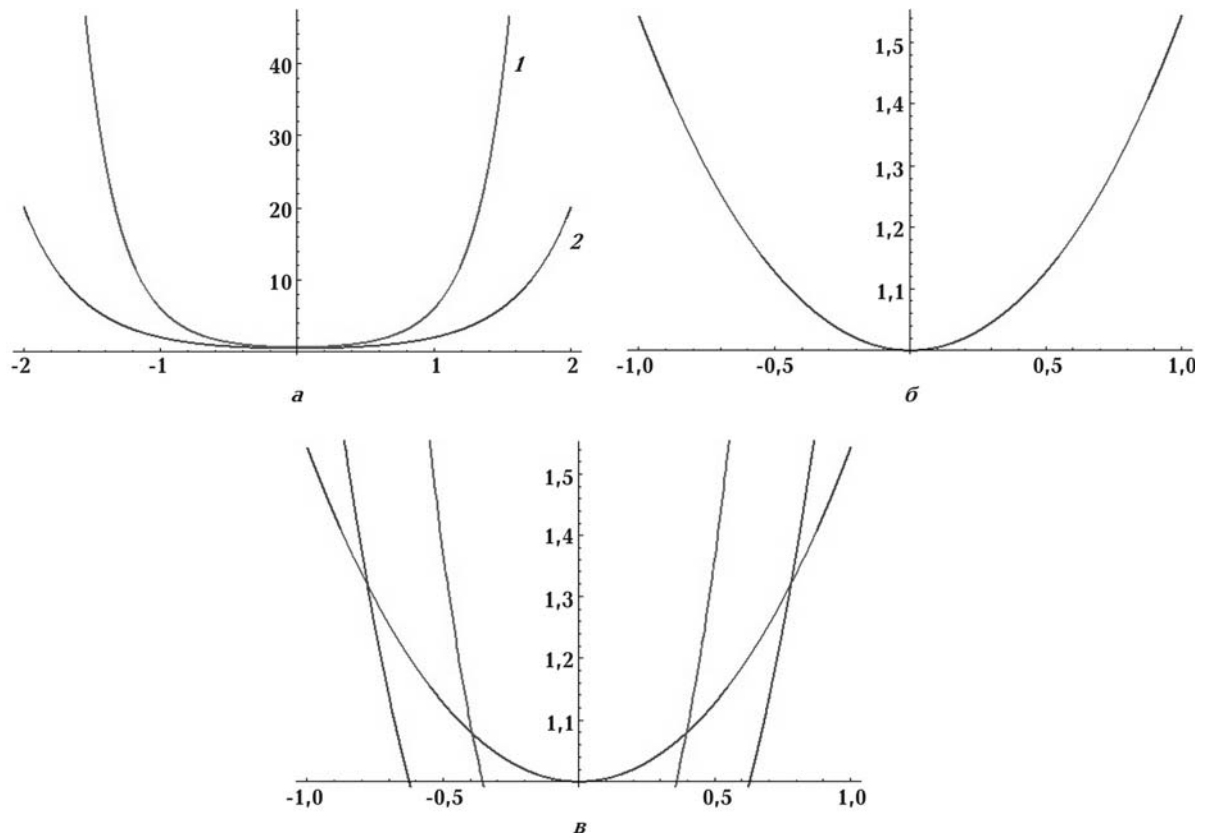


Рис. 4.4.1. Залежність середнього потенціалу  $U(\psi_a, m)$  від максимального заряду  $m$ :  $a$  —  $U(\psi_a, q_{\max} = 2)$  (1)  $U(\psi_a, q_{\max} = 5)$  (2);  $б$  — гіперболічний потенціал  $\cosh(\psi_a)$ ;  $в$  — суміщені потенціали ( $a$  і  $б$ ).

Ступеневе розкладання правої частини виразу (4.4.3) за параметром порядку  $\psi_a$  універсальне і для складніших статистичних сум у правій частині рівняння (4.4.1) Коефіцієнти розкладання мають багатопараметричні залежності за типом структурних фазових переходів першого роду з перенормованими параметрами, що відбивають розподіл аерозолі за розмірами.

Методичний аспект полягає в тому, що навіть у такому простому вигляді завдання середнього самоузгодженого поля для підсистеми аерозолі потребує окремого аналітичного дослідження. Область флуктуації потенціалу значно ширша, ніж для електростатичного поля стандартної атмосфери, межа яскравіше виражена (див. рис. 4.4.1, в). Виділилася

внутрішня область лібраційно-флуктуаційної нестійкості і фазової межі як механізм стратифікації.

Такі різкі стрибки потенціалу спостерігаються в експериментальних дослідженнях хмар [Брылев и др., 1985; Синькевич, 2001; Dye et al., 2007; Betzet et al., 2009; Artekha et al., 2013]. Пряме літакове зондування шаруватих хмар виявляє велетенський дипольний шар  $\pm 1000$  В/см на межі фази хмара–сухе повітря. Порядок внутрішніх осциляцій хмари складає  $\pm 200$  В/см при стандартних варіаціях середнього поля сухої атмосфери  $\pm 100$  В/м.

Якісно зрозуміла природа подвоєння піків експериментальних спостережень електричного поля (див. розділ 3) [Материалы..., 1963] як ергодична релаксація біфуркації граничного циклу для деформованого силою тяжіння негіперболічного косинуса — потенціалу. Можна припустити, що первинні процеси внутрішнього перенесення зарядів аерозолі носять характер макрофлуктуацій за типом структурного фазового переходу першого роду — «зарядова опалесценція».

#### 4.5. Тензор напруги електричного поля в активному середовищі

У цьому розділі механізм електростратифікації збудженої підсистеми атмосфери розглянутий у наближенні середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери при урахуванні тільки вільних зарядів і зводиться до самоузгодженого перерозподілу зарядів типу переходу до структурних решіток (страт) на основі рівняння Пуассона (4.1.1) [Белый, Зеленин, 2012]:

$$\frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} = 4\pi e n_0 \sinh\left(\frac{e\varphi(z)}{\varepsilon(r)k_B T}\right), \quad (4.5.1)$$

де  $n_0$  — концентрація електронів або іонів в атмосфері,  $\text{см}^{-3}$ ;  $\varphi$  — потенціал електричного поля;  $\varepsilon(r)$  — діелектрична проникність, СГСЕ;  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура;  $e$  — заряд електрона.

Для розширеного уявлення напівкласичного функціонала електронної щільності або середнього самоузгодженого потенціалу електричного поля (ССП) у вираз (4.5.1) необхідно ввести доданок, який відповідає за поляризацію. Наявність поляризаційної частини призведе до розкладання щільності електронів  $n_0$  на щільність зв'язаних електронів  $n_0^{sv}$  та електронів розсіювання  $n_0^r$ . Таким чином, величина енергії поляризації збудженої частинки (орбітувального електрона на далеких орбітах) увійде до больцманівської експоненти, яка формує середнє поле страт, як компонента зв'язаних зарядів  $n_0^{sv} = 4\pi \exp\left(-\frac{\alpha(n)EE}{k_B T}\right)$ , де  $E$  — напруженість вертикальної компоненти електричного поля,  $\alpha(n)$  — поляризованість рідбергівського атома або молекули.

Тоді права частина виразу (4.5.1) матиме вигляд:

$$4\pi e(n_0^r + n_0^{sv}) \sinh\left(\frac{e\varphi(z)}{\varepsilon(r)k_B T} + \frac{\alpha(\nabla\varphi)^2}{k_B T}\right),$$

де щільність електронів розсіювання  $n_0^r$  описується гіперболічним синусом, а щільність зв'язаних зарядів  $n_0^{sv}$  відповідає орбітувальним електронам рідбергівської молекули з поляризованістю  $\alpha^* \sim \alpha_0 n^7$  [Белый, Зеленин, 2014; Anderson, 2015], де  $\alpha_0$  — поляризованість молекули в основному стані;  $n$  — головне квантове число.

У пропонованій самоузгодженій моделі атмосфери розподіл діелектричної проникності  $\varepsilon(r)$  є динамічним, адіабатичним за полем змінної не друде-лоренцівського типу. В адіабатичному наближенні для холодних і надхолодних електронів ( $k_B T < 10^{-3} \div 0,025$  еВ) діелектрична проникність  $\varepsilon(r)$  йде за електричним полем і градієнтом потенціалу. Залежність  $\varepsilon(r)$  від польової змінної  $\varphi$  істотно нелінійна [Белый, Зеленин, 2014] (див. розділ 5).

Адіабатична діелектрична проникність повільних електронів у газі є динамічною колективною змінною, що слідує за флуктуаціями зарядових хвиль холодних електронів, — експериментально зареєстрованими ННЧ

флуктуаціями [Флуктуации ..., 1972]. На відміну від конденсованої фази, де кристалічна решітка тримає електрони і створює зони провідності, для газової фази вона відсутня. У цьому контексті можна визначати просторову дисперсію поляризаційного множника  $\varepsilon(r)$  обробкою больцманівського експонента на експериментальних профілях напруженості електричного поля [Цефрас, 1961; Материалы..., 1963], як показано у праці [Белый, Зеленин, 2013].

У фізиці плазми процеси з урахуванням колективізації збудженої підсистеми атмосфери не розглядаються, але саме цим відрізняються радіаційні електрони в електронегативному газі від класичної плазми з голими іонами. Рідбергівські електрони вносять вклад у провідність і поляризацію атмосфери, що становить основну відмінність електронів у щільному газі від класичної плазми, оскільки наявність поляризаційної частини призводить до розкладання щільності електронів  $n_0$  на щільність зв'язаних електронів  $n_0^{sv}$  і електронів розсіювання  $n_0^r$ .

Зважаючи на заряджену збуджену підсистему атмосфери (ексимерні і полярні молекули), можна припустити, що у рівняннях руху фази в лагранжевій формі має бути присутнім тензор напруги для потенційної сили електричного поля в середовищі  $\mathbf{F}_i$ , що містить діагональні компоненти і просторову дисперсію діелектричної проникності  $\varepsilon(r)$ :  $\mathbf{F}_i = \nabla_k T_{ik}$ .

У загальному вигляді для скалярного поля тензор напруги у декартовій системі координат матиме вигляд

$$T_{ik} = \left( \frac{\partial L}{\partial \varphi_i} \right) \partial \varphi_k - \delta_{ik} L. \quad (4.5.2)$$

Лагранжіан  $L$  у виразі (4.5.2) подається згідно з [Белый, Зеленин, 2014]

$$L = \frac{1}{2} \varepsilon(r) (\nabla \varphi_i)^2 - en_0 \cosh \left( \frac{e\varphi}{\varepsilon k_B T} \right). \quad (4.5.3)$$

Тут  $n_0$  — концентрація іонів або електронів в атмосфері;  $\varphi$  — потенціал електричного поля;  $\varepsilon(r)$  — діелектрична проникність;  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура;  $e$  — заряд електрона;  $\delta$  — символ Кронекера.

В електростатиці [Тамм, 2003] тензор  $T_{ik}$  не містить діагональних елементів, власне енергетичних частин, що утримують систему, оскільки діелектрична проникність  $\varepsilon(r)$  задається параметрично. У виразі (4.5.2) тензор  $T_{ik}$  має діагональну частину, тому що включає динамічну діелектричну проникність.

Розглянемо три варіанти тензора  $T_{ik}$  (4.5.2) для зарядженої підсистеми атмосфери з активною фазою:

а) молекулярна поляризованість відсутня, лагранжیان  $L$  подається виразом (4.5.3), діелектрична проникність  $\varepsilon(r)$  обчислюється. Розгортаючи тензор  $T_{ik}$  за визначенням, отримуємо матрицю з діагональними елементами:

$$\det(T_{ik}) = \begin{vmatrix} U - \lambda & E_{12} & E_{13} \\ E_{21} & U - \lambda & E_{23} \\ E_{31} & E_{32} & U - \lambda \end{vmatrix} =$$

$$= (U - \lambda)^3 + 2E_{12}E_{23}E_{31} - E_{31}^2(U - \lambda) - E_{12}^2(U - \lambda) - E_{32}^2(U - \lambda), \quad (4.5.4)$$

де  $U = en_0 \cosh(e\varphi/\varepsilon k_B T)$  — макрополяризаційний потенціал ССП, що утримує систему іонів та електронів, який включає в себе гравітаційний потенціал;

б) у больцманівській експоненті присутній поляризаційний молекулярний доданок  $\alpha(\nabla\varphi)^2/k_B T$ , де  $\alpha$  — поляризованість. Лагранжیان  $L$  подається виразом (4.5.3), діелектрична проникність  $\varepsilon(r)$  обчислюється. Така підстановка призводить до того, що до діагональної частини тензора  $T_{ik}$  увійдуть поляризаційні доданки:  $U = en_0 \cosh\left(e\varphi/\varepsilon k_B T + \alpha(\nabla\varphi)^2/k_B T\right)$ . У недіагональні елементи додадуться похідні від гіперболічного косинуса у формі  $P_{ik}$ :

$$P_{ik} = en_0 \sinh\left(\frac{e\varphi}{\varepsilon k_B T} + \frac{\alpha(\nabla\varphi)^2}{k_B T}\right) \frac{\alpha \nabla\varphi_i \nabla\varphi_k}{k_B T},$$

в) у больцманівській експоненті присутній поляризаційний молекулярний доданок  $\alpha(\nabla\varphi)^2/k_B T$ . Лагранжیان  $L$  подається виразом (4.5.3),

діелектрична проникність  $\varepsilon(r)$  розраховується за адіабатичним наближенням, самоузгодженням за полем і потенціалом [Белый, Зеленин, 2014]:

$$\varepsilon(\varphi, \nabla \varphi) = (\varphi / \nabla \varphi)^{2/3} \sqrt[3]{8\pi e n_0 / \varphi_0^2},$$

де  $\varphi_0 = \varepsilon k_B T / e$  — термічний потенціал;  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура.

У цій постановці структура тензора напруги електричного поля матиме вигляд

$$\pi_{ik} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}, \mathbf{E}) 2 \frac{\partial \varepsilon(r)}{\partial \varphi_i} \partial \varphi_k.$$

У межах моделі ССП функціональне диференціювання  $\varepsilon(r)$  за загальним визначенням дає скалярну частину, зберігши тензорну структуру:

$$\pi_{ik} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}, \mathbf{E}) \left( -\frac{1}{3} \right) \frac{\varphi^{2/3}}{(\mathbf{E}, \mathbf{E})^{4/3}} 2 \nabla_i \varphi \partial \varphi_k = -\frac{1}{3} \frac{\varphi^{2/3}}{(\mathbf{E}, \mathbf{E})^{1/3}} 2 \nabla_i \varphi \partial \varphi_k.$$

Знак «мінус» перед виразом говорить про те, що у тензорі з'явилася дотична напруга, яка відновлює систему, відсутня у класичному формулюванні при жорсткому заданому  $\varepsilon(r)$ , при цьому тензор  $\pi_{ik}$  залишається симетричний. Структура сил, які діють уздовж головних осей, визначається власними значеннями тензора, тобто з'являються додаткові діагональні сили. Власні значення тензора напруги є діагональним ефективним потенціалом, що формує систему в невертикальних площинах. Загальна матриця модифікується адитивним чином:  $T_{ik} = E_{ik} + P_{ik} + \pi_{ik}$ , де  $E_{ik}$  — тензор напруги електромагнітного поля у вакуумі,  $P_{ik}$  — поляризаційна добавка,  $\pi_{ik}$  — тензор напруги електричного поля з адіабатичною діелектричною проникністю.

Структура характеристичного рівняння (4.5.4) зводиться до таких коренів:  $\lambda_0 = U$  (оскільки кубічне рівняння не містить постійного доданку і воно скорочується); два інших визначаються з рівняння

$$(U - \lambda)^2 + 2E_{12}E_{23}E_{31} - E_{31}^2 - E_{12}^2 - E_{32}^2 = 0.$$

При молекулярній поляризації (градієнт у бoльцманівській експоненті) елементи тензора  $E_{ik}$  мають бути модифіковані недиагональними поляризаційними добавками:  $E_{ik}+P_{ik}$ . Таким чином, з'являється нова дотична напруга, яка відсутня в класичній електростатиці і є власною енергією системи динамічних зарядів.

Зробимо два важливі зауваження.

1. При описі стратосфери в рівняння гiдродинаміки повинна входити не сила, прикладена до точкового заряду, а тензор напруги усiєї системи розподілених зарядів, що включає неточкову модель електрона Лоренца.

2. Поляризаційний доданок  $P_{ik}$  — це джерело поля в дотичних площинах за рахунок дипольних і поляризаційних ван-дер-ваальсiвських доданків. Дотична напруга тензора електричного поля є діагональним ефективним потенціалом, який формує систему в горизонтальних площинах. Таким чином, добавка  $P_{ik}$  є додатковим джерелом сили, що стабілізує збуджені і полярні молекули в горизонтальних шарах, а також при формуванні хмар верхнього ярусу.

У локальному наближенні ( $E_i(r)$ ,  $r = r_0$ ) завдання визначення власних значень тензора  $T_{ik}$  аналогічне до аналізу значень постійного тензора інерції у класичній механіці тіла (дзиги), що обертається. На основі цього можна припустити, що з трьох власних значень у тих або інших умовах стійким залишиться одне — максимальне. Стосовно хмар (водяна пара атмосфери) характер напруги може визначати тип хмари, наприклад  $C_i$ ,  $C_s$ . Таким чином, можна зробити припущення, що хмари верхнього ярусу формуються електростатичною напругою зсувного типу. Несподіваним є той факт, що в системі з центральною взаємодією з'являються дотичні сили з потенціалами  $U_1$  і  $U_2$  як наслідок самоузгодження — реакції системи.

Для гiдродинамічних систем (наприклад, рух хмари як самоузгоджений об'єкт) додатково до тензора електричного поля необхідно вводити в'язкий тензор напруги  $p_{ik} = f_{ik}$ . У квазістатичному наближенні при заданому полі швидкостей  $v_i$  тензор  $p_{ik}$  матиме такий вигляд:  $p_{ik} = p\delta_{ik} + \eta\nabla v_i \nabla v_k$ , де  $p$  —

гідродинамічний тиск,  $\eta$  — динамічна молекулярна в'язкість,  $v_i, v_k$  — компоненти швидкості вітру,  $\delta$  — символ Кронекера. Для повної теорії хмари градієнтні члени, виділяючи рідбергівські фази, у концепції діелектричного бутстрапу можуть вводитися згідно із функціоналом, запропонованим у працях [Levin et al., 1984; Gult'e et al., 1999; Gult'e, Savin, 2007], і узагальненому в роботі [Vudrov, Voorhis, 2010].

Методично важливо зазначити, що нелінійне рівняння Пуассона не дає глобальних гармонійних розв'язків рівняння Лапласа і, отже, картини класичної електростатики. Енергія до системи привноситься процесами поляризації і деполіризації, включаючи градієнт  $\varepsilon(r)$  як динамічну змінну. Рідбергівський скейлінг показує, що радіаційна поляризація молекул до рідбергівських станів вносить вклад у щільність вільної енергії, сумірний з внутрішньою тепловою енергією молекул для висот нижньої і середньої стратосфери.

#### 4.6. Рівняння Пуассона з урахуванням зв'язаних зарядів.

Молекули киснево-азотного циклу атмосфери навіть в основному стані мають значну величину електронної спорідненості енергії електрона і від'ємного іона. Так, наприклад, для атомів O — 1,46 eV, O<sub>3</sub> — 2,89 eV, O<sup>-</sup> — 0,3 ÷ 0,9 eV, OH — 1,73, H<sub>2</sub>O — 0,9 eV, NO — 3,2 eV, O+2e — 6,76 eV. При середніх молекулярних енергіях 0,5 eV спорідненість електрона до молекулярного азоту складе N<sub>2</sub> < 0,02 eV, а для атома азоту N ~ 0,2 ÷ 0,69 eV [Таблицы ..., 1976]. Підвищений вміст кисневих молекул зумовлює середній хімічний потенціал електрона в діапазоні енергій 0,5 — 1 eV.

Електронна спорідненість з атомом сильно залежить від стану збудження через підвищену поляризованість атомних станів. Відповідно до експериментальних даних [Пекар, 1951; Агранович, 1968; Chen et al., 1996] зменшення енергії іонізації на 3 eV призводить до збільшення перерізу іонізації або реакції з утворенням ексимерів ~ 60 ангстремів. Реакції йдуть



через утворення комплексів  $XY^*$  ( $XY^-$ ) з великою кількістю переходів між перетинами молекулярних термів, поки система не релаксує в основний стан.

Переріз таких реакцій приблизно описується формулою Ландау-Зінера :

$$S = 2\pi r c^2 P(1-P),$$

де  $P$  — вірогідність переходу в точку квазіперетину термів. При середніх перерізах реакцій атомів і малих молекул  $S \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, перерізи збуджених атомів більше на п'ять порядків і складають  $S \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$  см<sup>2</sup>, що використовується для практичного розділення ізотопів [Прохоров, Бохан, 2010]. Умовою реакції з перенесенням збудження (чи електрона) є розмірне співвідношення

$$Kn \approx \frac{1}{t^*},$$

де час релаксації  $t^*$  складає  $10^{-7} - 10^{-6}$  с. Для атомів із забороненими переходами в основний стан (атомна флуоресценція)  $t^*$  має порядок від 1 мкс до 1 с. Таким чином, для малих концентрацій повільних і надповільних електронів реакції проходять з перерізами  $S \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$  см<sup>2</sup> і виходом більше 10 % [Илленберер, Смирнов, 1998].

У газах при невеликих тисках (мала частота зіткнень) електрони за час гальмування йдуть на значну відстань від материнських іонів, стають від них незалежними і можуть брати участь у різних хімічних реакціях. У рідинах довжина термалізації значно менша, ніж у газах, й електрон за час уповільнення часто не встигає піти зі сфери дії кулонівського поля материнського іона і притягується до нього. При цьому відбувається рекомбінація. Відхід електрона зі сфери дії кулонівського поля материнського іона може статися у тому випадку, коли електрон віддаляється від нього на таку відстань  $r_{krit}$  (критичний радіус або радіус Онзагера), на якому енергія кулонівської взаємодії менше або дорівнює енергії теплового руху молекул середовища:

$$\frac{e^2}{\varepsilon r_{\text{krit}}} \approx k_B T,$$

де  $\varepsilon$  — діелектрична постійна середовища,  $e$  — заряд електрона,  $k_B T \sim 0,025$  еВ.

Прикладом сенсibilізованої флуоресценції є світіння зеленої лінії атомарного кисню атмосфери. При такому процесі збуджена компонента атомарного кисню  $O^*$  не висвічує надлишок енергії в атомному переході за час  $t^* \sim 10^{-8}$  с, а передає його при зіткненні іншій молекулі або атому кисню  $O$ , які згодом випускають випромінювання.

Час збудженого стану молекул кисневого циклу наведено у праці [Смирнов, 1982]. Він на багато порядків перевершує радіаційну ширину синглетних і триплетних переходів ( $t^* \sim$  секунд) і достатній для накопичення надмірної внутрішньої енергії молекул киснево-азотного циклу в кількості, істотно більшій, ніж кількість електронів розсіювання при адіабатичній іонізації, складаючи  $10^3$ – $10^4$  см<sup>-3</sup> проти  $10^{10}$ – $10^{11}$  см<sup>-3</sup> — збуджених кисневмісних молекул [Прохоров, Бохан, 2010; Илленберер, Смирнов, 1998].

Іонізація зі збудженого стану вимагає менших витрат на величину підйому енергії збудження, сильно збільшуючись пропорційно поляризованості ридбергівського атома  $\alpha^* = \alpha_0 n^7$  [Білий, Зеленин, 2014]:

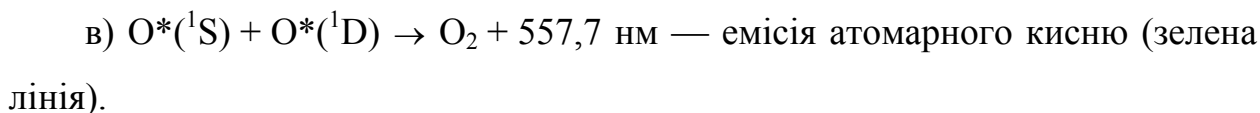
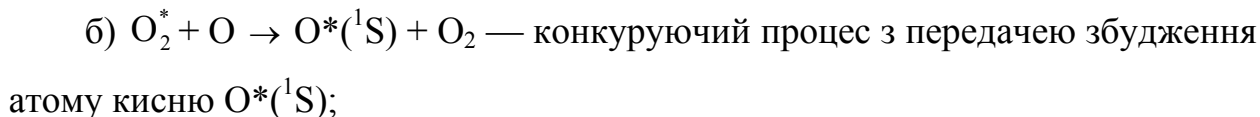
$$I^* = I - E^* - \hbar w_k,$$

де  $\hbar w_k$  — коливальний квант;  $E^*$  — енергія збудження;  $I, I^*$  — іонізаційний потенціал основного і збудженого стану.

До процесів, що накопичують енергію збудження, належить процес фотопоглинання озону, механізм якого сьогодні визнаний нетримолекулярним  $O+O+O \rightarrow O_2+O(^1S)$  [Хвостиков, 1956; Филиппов, Попович, 1980]. Нині [Новый ..., 2006] визнана система трьох бімолекулярних реакцій за участю третьої частинки — сенсibilізована емісія, лімітована збереженням повного спіна частинок реагентів і фотопоглинання озону:



Передача відбувається таким чином:



Отже, кисневий цикл є основним механізмом для накопичення надмірної внутрішньої енергії середовища у вигляді атомно-молекулярної поляризації і накопичення сенсibilізованої середньої поляризації надмірного заряду. Рідбергівський стан поставляє квазівільні поляронні електрони в провідність повітря. Якщо оцінити час релаксації вільного електрона (безперервного спектру задачі двох тіл) за моделлю провідності Друде, то для рухливості електронів  $10^4$ – $10^5$  м, воно складе  $10^{-14}$ – $10^{-12}$  с.

Характерні часи розпаду  $\tau$  метастабільних молекул і станів [Смирнов, 1982] складають  $\text{O}(^1\text{D}) + \text{O}(^3\text{P}) + 1,97 \text{ eV}$ ,  $\tau = 140 \text{ с}$ ,  $\text{O}(^1\text{S}) + \text{O}(^1\text{D}) + 4,19 \text{ eV}$ ,  $\tau = 0,8 \text{ с}$ . Для висвічення атомарного азоту  $\text{N}(^2\text{D}_{5/2}) \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + 2,38 \text{ eV}$  (520 нм)  $\tau = 1,4 \cdot 10^5 \text{ с}$ ;  $\text{N}(^2\text{D}_{3/2}) \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + 2,38 \text{ eV}$ ,  $\tau = 6,1 \cdot 10^4 \text{ с}$ ;  $\text{N}(^2\text{P}) \rightarrow \text{N}(^2\text{D}_{3/2}) + 3,58 \text{ eV}$ ,  $\tau = 12 \text{ с}$ . Такі часи дуже великі і відповідають сенсibilізованій люмінесценції.

Із загального радіаційного балансу атмосфери, який становить  $5 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{хв})$ , на озоновий цикл доводиться  $0,014 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{хв})$ , що відповідає  $9,33 \cdot 10^3 \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Це на три порядки більше жорстких протонних або електронних інтенсивностей, що становлять  $10 \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  або  $0,3$ – $1,0 \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  на верхній межі тропосфери. Ці оцінки підтверджують існування ексайтсфери [Данилов, Власов, 1973; Власов, 1973] — сфери збуджених частинок киснево-азотного циклу, що проявляють електричну активність і поставляють рідбергівські (сольватовані) електрони в загальне

самоузгоджене поле атмосфери, наприклад, від частинок кисневого циклу  $O_2^*$ ,  $O_2^{*-}$ ,  $O_2^{*+}$ .

Внутрішні міжчастинкові поля при концентраціях носіїв близько  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  складуть такі величини:

- 1) при  $r \sim 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  — міжчастинкове поле,  $e/r^2 \sim 0,68 \text{ В/см}$ ;
- 2) при  $r \sim 0,046 \text{ см}$  — міжчастинкове поле,  $e/r^2 \sim 0,68 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}$ .

Оцінимо квантовий об'єм і квантову довжину електрона при  $k_B T \sim 0,025 \text{ еВ}$ :

$$V_{qe} = \frac{2\pi\hbar^3}{\sqrt[3]{(m_e k_B T)^2}}, \quad L_{qe} = \frac{2\pi\hbar^3}{\sqrt[2]{(m_e k_B T)}}.$$

Підставивши характерні значення величин, отримаємо

$$V_{qe} = \frac{6,92 \cdot 10^{-54}}{\sqrt[3]{(9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 4 \cdot 10^{-14})^2}} = 8,28 \cdot 10^{-20} \text{ см}^{-3}$$

$$L_{qe} = \sqrt[2]{1,9 \cdot 10^{-13}} = 4,36 \cdot 10^{-7} \text{ см}$$

Як видно, квантова довжина електрона  $L_{qe} = 4,36 \cdot 10^{-7} \text{ см}$  відповідає міжчастинковій відстані між молекулами буферного газу  $r \sim 3,37 \cdot 10^{-7} \text{ см}$  при числі Лошмідта  $n_L = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Це означає, що такий надповільний електрон у щільних шарах повітря переноситься шляхом квантової резонансно-зіткнувальної взаємодії, у тому числі з поляризованим середовищем, а не тільки за рахунок зіткнень розсіювання у плазмі.

У фізиці плазми процеси з урахуванням і колективізацією збудження не розглядаються, але саме цим і відрізняються радіаційні електрони в електронегативному газі від класичної плазми з голими іонами.

Розгляд середнього самоузгодженого поля поляризаційної взаємодії служить основою стратифікації ультрафіолетовим випромінюванням стратосфери і тропосфери [Дегтярев и др., 1981].

Рідбергівські електрони складають частину провідності і поляризації на висотах від 10 до 20 км. Таким чином, повну щільність заряду необхідно розкласти на складові  $n = n_0 + n_{CB}$ , де  $n_0$  — щільність вільних електронів,  $n_{CB}$  —

щільність зв'язаних електронів. У цьому основна відмінність системи електронів у щільному газі від класичної плазми. Така система може самополяризуватися під дією ННЧ флуктуацій щільності електронів [Флуктуации ..., 1982] з різними частотами шуманівських резонансів від 0,01 до 1 Гц. У цьому випадку спостерігаються надвеликі значення діелектричного відгуку, що становить квадрат плазмової частоти Дебая :

$$\varepsilon = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \text{ чи } \varepsilon = \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/t_r)},$$

де  $t_r$  — час релаксації електрона в моделі Дебая (у загальному випадку, час термалізації електрона). Підставивши характерні величини плазмових частот, залежних від концентрації електронів ( $\omega_p \sim 10^5 \div 10^6$  Гц, при  $n_e \sim 10^4 \div 10^5$  см<sup>-3</sup>;  $\omega_p \sim 10^4 \div 10^5$  Гц, при  $n_e \sim 10 \div 10^3$  см<sup>-3</sup>), отримаємо діапазон діелектричної проникності та вікно пропускання в плазмовій області  $\omega \sim \omega_p^2$  :

$$\varepsilon \sim 10^5 \div 10^6 \text{ СГСЕ.}$$

Важливо зазначити, що формула для електронної діелектричної константи за типом Дебая відома у фізиці напівпровідників як формула Пенна [Penn, 1962] для напівпровідників і стандартного металу :

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (\hbar\omega_p)^2}{E_g^2 A},$$

де  $E_g$  — ширина забороненої зони напівпровідника,  $A$  — поправковий множник рівний  $\sim 1$  :

$$A \approx 1 - B + \sqrt[3]{B^2}.$$

У цьому виразі величина  $B$  за змістом є ефективною енергією зв'язку електрона з підсистемою, що іонізується :

$$B = \frac{E_g}{4E_f},$$

де  $E_f$  — енергія Фермі напівпровідника.

Отримаємо оцінку діелектричної проникності для електронів, зв'язаних електронегативними атомами (для лінійного рідбергівського спектру) :

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (A_{sr})^2}{E_v^2},$$

де  $A_{sr}$  — енергія спорідненості електрона,  $E_v$  — енергія збудженого стану:

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (1\text{эВ})^2}{(0,01\text{эВ})^2} = 10^4 \text{ СГСЕ}.$$

Величина  $\varepsilon \sim 10^4$  СГСЕ відповідає ступеню збуджень з головним квантовим числом близько 10. Для збудження 40—50, що відповідає стратосфері, маємо оцінку

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (1\text{эВ})^2}{(0,001\text{эВ})^2} = 10^6 \text{ СГСЕ}.$$

Додаткову оцінку ефективного показника заломлення для повільних електронів дає квантова теорія розсіювання через амплітуду розсіювання на нульовий кут [Ландау, 1989]:

$$\varepsilon \approx \frac{1 + U_{\text{eff}}}{E}.$$

Якщо хвильовий вектор розсіюваного електрона  $k_0 = t[\frac{2m_e E}{\hbar}]$ , а  $U_{\text{eff}} = \langle U_e \rangle$  — середня потенційна енергія розсіювача, то для  $\varepsilon$  отримаємо такий вираз:

$$\varepsilon \approx \frac{1 - (N/v)(2\pi\hbar^2)}{m_e E \cdot f(0, E)}.$$

Тут  $(N/v)$  — щільність електронів поля  $\langle U_e \rangle$ ;  $f(0, E)$  — амплітуда розсіювання для кутів близьких до нуля (розсіювання назад — відображення електронів);  $E$  — енергія розсіюваного електрона,  $m_e$  — маса електрона.

Якщо з експерименту відома величина потенціалу поля страти (натурний екстремум потенціалу [Материалы ..., 1963]), наприклад  $10^4$ — $10^5$  В, а енергія електронів, що падають, складає порядок теплової або енергії спорідненості електрона до молекули, оцінка діелектричної константи буде:

для теплових електронів

$$\varepsilon \approx \frac{1 + U_{\text{eff}}}{E} = \frac{1 + 10^4}{0,025} \sim 10^6 \text{ СГСЕ}$$

для хімічних енергій

$$\varepsilon \approx \frac{1+U_{\text{eff}}}{E} = \frac{1+10^4}{0,5} \sim 10^4 \text{ СГСЕ.}$$

Важливо зазначити, що формули Пенна, Ландау і Дебая співпадають за своєю структурою з точністю до сталої Планка

$$\varepsilon \sim \frac{1+U_{\text{eff}}}{E_p},$$

де  $E_p$  — енергія розсіюваних електронів на середньому потенціалі  $U_{\text{eff}}$ .

Звернемо увагу на те, що розсіює потенціал, а не напруженість поля. Це пояснює ефект зростання потенціалу і його екранування на квантовому рівні (ефект дифракційного і резонансного розсіювання). Таким шляхом повний заряд практично розбивається на дві частини, що відповідають розсіюваним і орбітувальним електронам  $4\pi e(n_0 + n_{\text{св}})$ .

Електрони поблизу межі суцільного спектру входять добавкою в експоненту у формі адитивного доданку — зв'язаних зарядів:

$$\exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T} - \frac{\alpha(EE)}{k_B T}\right).$$

Такі електрони можуть самополяризуватися, а величини поляризації визначатимуться другим параметром порядку  $E_0$  — граничною величиною напруженості поля для цих електронів.

Прирівнявши  $\rho_{\text{св}} = r \cdot \exp(-\alpha(EE)/k_B T)$  до  $r \cdot \exp(EE/(E_0 E_0))$  для другого параметра порядку  $E_0$  (граничної напруженості поля) і підставивши значення  $\alpha \sim 10^{-21} \text{ см}^3$ , маємо оцінку:  $E_0 = \sqrt{k_B T / \alpha} = (0,025 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}) / 10^{-21} = 3 \cdot 10^3 \text{ СГСЕ.}$

Перевівши в систему одиниць СІ, отримаємо  $3 \cdot 10^3 \cdot 300 \text{ В/см} = 9 \cdot 10^5 \text{ В/см.}$

Великі молекулярні поляризації  $\alpha \sim n^6$  для збуджених молекул дають ті розумні величини параметра порядку  $E_0$ , що досягається, де  $\alpha \sim \alpha_0 \cdot r_0^3 = 10^{-24} \text{ см}^{-3}$ .

На основі викладеного вище розглянемо рівняння Пуассона з урахуванням зв'язаних зарядів для орбітувальних електронів:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -4\pi e n_{\text{св}},$$

де  $n_{\text{св}} = n^* \exp(-\alpha(E)E/k_B T)$ ,  $n^*$  — концентрація збудженої підсистеми повітря,  $\alpha$  — ефективна поляризованість збудженої молекули,  $E$  — напруженість середнього самоузгодженого поля, або градієнт потенціалу. Для напруженості поля  $E$  рівняння матиме перший порядок і легко інтегрується у функцію помилок за змінною  $E/E_0$ :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = n^* \exp(-EE/E_0 E_0),$$

$$\frac{\partial E}{\exp(-EE/E_0 E_0)} = \frac{n^* \partial z}{E_0},$$

$$\operatorname{erf}\left(\frac{E}{E_0}\right) = \frac{z}{(E_0/n^*)} + c.$$

У цих виразах масштаб довжини  $L = (E_0/n^*)$  визначається напруженістю параметра порядку  $E_0$  і в сантиметрах складе  $9 \cdot 10^5 / 10^3 = 10^3$  см. Великі півхвилі відповідають більшому параметру  $E_0$ . Оскільки  $\alpha$  в загальному випадку комплексна (уявна частина визначається часом розпаду збудження), то інтеграл буде представлений похідним функції помилок та інтегрального косинуса або синуса Френеля :

$$\operatorname{erf}\left(\frac{E}{E_0}\right) \left\{ C_i\left(\frac{E}{E_0}\right) + S_i\left(\frac{E}{E_0}\right) \right\}.$$

Обернення цієї функції відповідатиме оберненню за типом  $\arcsin(E/E_0)$ . Включення потенціалу в розгляд дає модулюючий ефект для самоузгодженого поля поляризації збуджених станів.

Квадратичне наближення для  $\exp(-EE/E_0 E_0) \sim (1-EE)/E_0 E_0$  дає страти у вигляді  $\arctg(E/E_0)$  і розв'язок у вигляді  $\operatorname{tg}(z/(E_0/n^*))$  з уявним обрізанням полюсів тангенса в точках  $z/(E_0/n^*) = \pi n$ . Страти не симетричні в позитивному і негативному напрямках.



Залежність  $\alpha$  від головного квантового числа містить комплексну частину, що відповідає ширині стану розпаду ексимера полюса Реджі [Омнес, 1968; Eden, 1971; Десай, Царев, 1974] збудженого атома або молекули. Таким чином, аргумент гіперболічного синуса з поляризаційною добавкою є амбіполярною різницею голих електронів та іонів самоузгодженого електростатичного поля. Рівняння розв'язується у формі комплексної функції помилок або інтегралів Френеля для зв'язаних електронів збудженої підсистеми повітря. Стратифікація збудженої підсистеми повітря реалізується киснево-озонним і азотним циклами верхньої тропосфери і нижньої стратосфери і може використовуватися для параметризації емпіричних констант поляризаційної моделі електричного поля атмосфери.

#### Висновки до розділу 4

Електрика стандартної атмосфери (електрика «гарної погоди») є активним середовищем з параметром екранування і провідністю поляронно-екситонного типу. При середніх показниках іонізації стабільність електронної підсистеми досягається завдяки некінетичній релаксації рідбергівських електронів, процесів резонансної передачі електрона і пенінгівської іонізації при теплових енергіях. Стан розсіювання рідбергівських електронів у щільному газі має підвищену поляризованість. Це призводить до можливості макроскопічного самоузгоджування електростатичного поля через нелінійні іонно-звукові моди.

Для збереження електрично поляризаційного заряду й узагальненої діелектричної сприйнятливості  $\epsilon$  використовується самоузгоджене рівняння Пуассона з частковою статистичною сумою Гіббса у правій частині. Ступеневе розкладання рівняння Пуассона за безрозмірним параметром  $\psi = e\varphi/\epsilon k_B T$  призводить до кубічного рівняння для структурних фазових переходів першого роду з перевизначеними константами для поляризації. У

одновимірному випадку (лінійне наближення) це рівняння дає характерний профіль гравітаційній поляризації важкої компоненти електрон-іонної підсистеми за натурними даними (зарядові шари атмосфери). Показана залежність отриманого профілю від приземних умов. Диференціювання розв'язку за параметром модуля еліптичної функції  $k(\varepsilon)$  показує чутливість горизонтів вище 500–750 м до варіації приземного поля, тоді як до цього горизонту атмосфера не чутлива — ефект параметричного розгойдування.

На відміну від чинника Больцмана–Гіббса спостерігається немасштабованість мікропольового розподілу на масштаби геосистеми і залежність від щільності повної енергії в одиниці об'єму над основним термодинамічним станом. Важливо зазначити, що самоузгоджене поле для підсистеми аерозолі може бути отримане аналогічно до усереднювання за зарядово-масовим спектром частинок аерозолі.

У межах нелінійної моделі середнього самоузгодженого електричного поля запропонований механізм стабілізації рідбергівської підсистеми атмосфери в горизонтальних шарах шляхом введення в тензор електричного поля поляризаційних добавок і динамічної діелектричної проникності. Непрямим підтвердженням стратифікації атмосфери виступає лінійна кореляційна залежність між екстремумами вертикального електричного поля й екстремумами УФ-випромінювання за даними синхронних спостережень [Дегтярев и др., 1981]. Аналогічна кореляційна залежність між полярною компонентою (водяна пара, хмара) і вертикальним електричним полем для нижньої тропосфери отримана у праці [Белый, Зеленин, 2013] на основі даних синхронних спостережень електричного поля і хмарності [Материалы ..., 1963].

Для опису динаміки зарядженої полярної і збудженої підсистеми атмосфери в рівняння Пуассона необхідно вводити поляризаційні добавки. Включення в тензор  $T_{ik}$  діагональних елементів (поляризаційні члени) і самоузгодження за діелектричною проникністю  $\varepsilon(r)$  призводить до адитивного характеру компонент тензора напруги електростатичного поля,

що стабілізує систему як ціле. Для гідродинамічних систем це дозволяє зробити припущення, що самоузгоджене (бездифузійне) переміщення хмари в горизонтальному напрямку зобов'язане поляризаційній частині тензора напруги у водно-аерозольній системі. Цей процес не є рівноважним або кінетичним у сенсі статистичної механіки газу. Тип рівноваги можна визначити як ергодичний зі ступеневим розподілом ННЧ-коливань поблизу точки структурного переходу [Флуктуації ..., 1972].

Додатковим параметром порядку високополярної і сильно поляризованої рідбергівської фази виступає відношення середньої енергії поляризації до теплового кванта  $\alpha(\nabla\varphi)^2 / k_B T$ , оскільки у масштабах молекулярної системи Дебаївське екранування вже не відбувається. Взаємодії у функціонал середнього поля полярної компоненти (Леннард–Джонс) і полярної компоненти з вільними зарядами дипольного типу вводяться у лагранжіан як ступеневі функції за концентраціями електронів незалежно від їх стану (рідбергівські електрони або електрони розсіювання). При переході від сухої атмосфери до атмосфери, насиченої водяною парою, параметр  $\alpha(\nabla\varphi)^2 / k_B T$  є середньою поляризованістю одиниці об'єму збудженого середовища. Таким чином, радіаційний фон жорсткої компоненти Сонця вносить істотний вклад у величину молекулярної поляризації атмосфери як середньої законсервованої енергії у вигляді низькочастотних флуктуацій діелектричної проникності  $\varepsilon(r)$ , а також у глобальну стратифікацію збудженої підсистеми атмосфери і глобальну стратифікацію водяної пари.

Поляризаційна нестійкість системи водяна пара — атмосфера в ідеології самоузгодженого поля розбивається на такі процеси:

- 1) гравітаційна нестійкість важких і легких іонів та електронів — розв'язок за типом функції Ейрі;
- 2) класична електрон-іонна нестійкість як завдання самоузгодженого поля багатьох тіл — флуктуації поблизу граничного циклу для «плоского дна» за

типом гіперболічного потенціалу (двоперіодичність загального розв'язку еліптичного інтеграла);

3) нестійкість відносно розподілу частинок за зарядами — усереднювання правої частини самоузгодженого рівняння Пуассона з використанням емпіричних параметричних розподілів аерозолу за розмірами.

Додатково флюїдна фаза аерозолу виділяється уплощенням «дна» потенціалу і крутизною його стінок. Можна припустити, що механічна стабільність шаруватої структури атмосфери, а також фази поляризованої пари як цілого досягається під дією внутрішньої електростатичної поляризації електронної, іонної і дипольної підсистем атмосфери. Електростатична стратифікація у цьому випадку виступає як потенційна основа для формування міжконтинентального перенесення вологи. Важливо підкреслити таке: ефект поляризації атмосфери є квантовим або квазікласичним. Він зумовлений дифракційним розсіюванням термалізованих електронів і самоузгодженням їхнього руху в рідбергівському континуумі іонізованого повітря — квазікласичним перколюванням.

У межах запропонованої моделі самоузгодженого електростатичного поля атмосфери принципово намічений шлях введення середнього електростатичного поля в термодинаміку хмарності. Завдання полягає в тому, щоб переформулювати рівняння стану пари в зовнішньому електричному полі [Русанов, 1978; Yu, 2005; Levdanskii et. al. 2007] з урахуванням польової змінної  $\psi_a = e\tilde{\varphi}/\varepsilon k_B T$ . Визначити напівемпіричний сенс комплексного параметра діелектричної проникності у межах нетермодинамічних макрофлуктуацій середнього поля утворюваної фази за аналогією до феноменології фазових переходів Ландау.

У загальному випадку для погодженого опису системи, що складається з трьох фаз (іонізований газ, заряджений аерозоль, конденсована фаза води), потрібні три параметри:

а) параметр середнього поля сухої атмосфери  $\psi_i$ ;

б) параметр середнього поля аерозолію  $\psi_a$ ;

в) класичний параметр щільності  $\rho \sim \rho_0 \exp(\psi_0)$  для опису фазового переходу першого роду вода — пара. Тут  $\psi_0$  — молекулярне поле розділу фаз вода — повітря для функціоналу Ландау.

Природа параметра порядку для атмосфери проявляється в гравітаційній поляризації фази завдовжки з поляризаційною хвилею втікаючими електронами (осциляції рішення Ейрі з характерним масштабом близько 4–9 км) і кулонівською нестійкістю (характерний масштаб  $\sim 120 \div 250$  та 1030 м). Гравітаційна поляризація рідбергівських станів заряджених частинок суттєва в геофізичних масштабах атмосфери (10 — 30 км) і елімініювалася у масштабах лабораторних термодинамічних експериментів (1–10 м) за визначенням параметрів канонічних рівнянь стану. Єдиним винятком є визначення критичних параметрів потрійної точки флюїду по гравітаційному прогину меніска [Антонченко и др., 1991].

Введення середнього електричного поля аерозолію в термодинаміку хмарності можливо перевизначенням класичного параметра щільності, записаного у больцманівській формі, наприклад, пари конденсована фаза води — фаза аерозолію:  $\rho \sim \rho_0 \exp(\psi_0 + \psi_a)$ ; фаза аерозолію — фаза іонів:  $\rho \sim \rho_0 \exp(\psi_i + \psi_a)$  (це відповідає мультиплікативній взаємодії за параметрами порядку  $\rho = \rho_0 \eta_i \eta_a$ ) де  $\eta_i$ ,  $\eta_a$  — параметри порядку для аерозолію та іонної підсистеми. Така програма вимагає подальших досліджень аерозолію й іонів як активного середовища. Методично це означає, що зібрати правильно гамільтоніан тільки з параметрів ідеальних підсистем не коректно, потрібне дослідження взаємодіючих пар. Ефект кулонівської взаємодії не адитивний навіть у наближенні середнього поля.

#### Перелік використаних джерел до розділу 4

1. *Агранович В.М.* Теория экситонов. Москва: Наука. 1968. 384 с.

2. *Аджиев А.Х., Тамазов С.Т.* Разделение электрических зарядов при кристаллизации капель воды. *Метеорология и гидрология*. **1987**. №7. С. 57–62.
3. *Антонченко В.Я., Давыдов А.С., Ильин А.В.* Основы физики воды. Киев: Наукова думка, **1991**. 668 с.
4. *Атмосфера*. Справочник (справочные данные, модели)/ Под ред. С.Ю. Седунова. Ленинград: Гидрометеиздат, **1991**. 510 с.
5. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. **2012**. Т. 34. №3. С. 145–154.
6. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**. Т. 35. № 2. С. 111–126.
7. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**. Т. 35. № 4. С. 140–153.
8. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы (до высот 12 км). *Геофизический журнал*. **2014**. Т. 36. № 5. С. 91–117.
9. *Бохан П.А., Бучанов В.В., Закревский Д.Э., Казарян М.А., Прохоров А.М., Фатеев Н.В.* Оптическое и лазерно-химическое разделение изотопов в атомных парах. Москва: Физматлит, **2010**. 224 с.
10. *Брагин Ю.А.* Исследование знака пространственного заряда атмосферы до высоты 86 км. *Космические исследования*. **1969**. Т. 5. Вып. 3. С. 465–467.
11. *Брагин Ю.А., Тютин А.А., Кочев А.А., Тютин А.А.* Прямые измерения напряженности электрического поля атмосферы до 80 км. *Космические исследования*. **1974**. Т. 12. Вып. 2. С. 306–308.
12. *Брус А., Каули Р.* Структурные фазовые переходы. Москва: Мир, 1984. 352 с.

13. *Брылев Г.Б., Гашина С.Б., Ефтеев Б.Ф., Камалдина И.И.* Характеристики электрически активных зон в слоистообразных облаках. Ленинград: Гидрометеиздат, **1989**. 159 с.
14. *Бычков В.В., Корсунова Л.П., Смирнов С.Э., Хегай В.В.* Аномалии в ионосфере и электричестве приземного слоя атмосферы перед камчатским землетрясением 30.01.2016 г. по данным обсерватории «Паратунка». *Геомагнетизм и аэрномия*. **2017**. Т. 57, № 4. С. 532–540. DOI: 10.7868/S0016794017040058.
15. *Власов М.Н.* Поведение возбужденных атомов и молекул в верхней атмосфере на высотах 40—300 км. *Геомагнетизм и аэрномия*. **1973**. Т.13. №4. С. 705–709.
16. *Гохберг М.Б., Шалимов С.Л.* Воздействие землетрясений и взрывов на атмосферу. Москва: Наука. **2008**. 295 с.
17. *Данилов А.Д., Власов Н.М.* Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Ленинград: Гидрометеиздат, **1973**. 192 с.
18. *Дегтярев В.С., Тучков Г.А., Тютин А.А.* Результаты ракетных измерений УФ-излучения в нижней мезосфере и стратосфере // *В кн. Распространение радиоволн и физика атмосферы*. Новосибирск: Наука, **1981**. С. 211–214.
19. *Десай Б.Р., Царев В.А.* Комплексные полюса редже. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. **1974**. Т.5. Вып. 3. С. 695–754.
20. *Дода Л.Н., Мартынов О.В., Пахомов Л.А., Натяганов В.Л., Степанов И.В.* Наземно-космический мониторинг и прогноз мегаземлетрясения в Японии 11 марта 2011г. *Наука и технологические разработки*. **2011**. Т. 90. № 1. С.35–44.
21. *Ежов Б.В., Ищенко Л.И.* Отражение тектонических структур в строении облачного и ледового покровов. *Морфоструктурные исследования на Дальнем Востоке*. Владивосток, **1983**. С. 114–119.
22. *Жирифалько Л.* Статистическая физика твердого тела. Москва: Мир, **1975**. 372 с.

23. *Займан Дж.* Принципы теории твердого тела. Москва: Мир, **1974**. 472 с.
24. *Звелто О.* Принципы лазеров. – Санкт-Петербург-Москва-Краснодар. **2008**. 720 с.
25. *Ивлев Л.С., Довгальок Ю.А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. Санкт-Петербург: НИИХ СПбГУ, **1999**. 194 с.
26. *Илленбергер Е., Смирнов Б.М.* Прилипание электрона к свободным и связанным молекулам. *УФН*. **1998**. Т. 168. № 7. С. 731–766.
27. *Имянитов М.* Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Москва: Гостехиздат, **1957**. 483 с.
28. *Имянитов И.М., Чубарина Е.В.* Электричество свободной атмосферы. Ленинград: Гидрометеоиздат, **1965**. 240 с.
29. *Колоколов В.П.* Концентрация легких ионов в вейковом в зависимости от направления ветра. *Труды ГГО*. **1977**. Вып. 350. С. 137–139.
30. *Кондратьев Б.П.* Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями. Москва. Мир. **2007**. 512 с.
31. *Корсунова Л.П., Хегай В.В., Михайлов Ю.М., Смирнов С.Э.* Закономерности в проявлении предвестников землетрясений в ионосфере и приземных атмосферных электрических полях на Камчатке. *Геомагнетизм и аэрономия*. **2013**. Т. 53, № 2. С. 239–246. DOI: 10.7868/S0016794013020089.
32. *Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.* Теоретическая гидромеханика, Т.1, Москва: ГИТТЛ, **1948**. 487 с.
33. *Красногорская Н.В.* Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Ленинград, Гидрометеоиздат, **1972**. 323 с.
34. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Методы теории функций комплексного переменного. Москва: Наука, **1987**. 688 с.
35. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т. III. Москва: Наука, **1989**. 768 с.
36. *Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Неожиданные свойства классической кулоновской плазмы, обнаруженные на основе



- моделирования из первопринципов. *Математическое моделирование*. 1992. Т. 4. № 7. С. 3–30.
37. Мак-Даниель П., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. Москва: Мир, 1976. 424 с.
38. Мак-Ивен М., Филипс Л. Химия Атмосферы. Москва: Мир, 1978. 376 с.
39. Мареев В.А. Достижение и перспективы исследований глобальной электрической сети. *УФН*. 2010. Т. 180. № 5. С. 527–534.
40. *Материалы наблюдений* напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным самолетного зондирования в период международного геофизического года и международного геофизического сотрудничества 1958–1959 гг. / под ред. И.М. Имянитова. Ленинград: Гидрометеиздат, 1963. 228 с.
41. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. — Москва: Гидрометеиздат, 1984. 803 с.
42. Морозов В.Н. Распределение электрических характеристик в приземном турбулентном слое атмосферы. *Труды ГГО*. 1986. Вып. 498. С. 106–118.
43. Морозова Л.И. Спутниковый мониторинг землетрясений. Владивосток: Дальнаука, 2005. 136 с.
44. Мучник В.М. Физика грозы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1974. 351 с.
45. *Новый справочник химика и технолога*. Ч.3. Аналитическая химия. НПО «Профессионал». 2006. 692 с.
46. Омнес Л. Полюсы редже. *УФН*. 1968. Т. 96. Вып.1. С. 127–151
47. Павлов П.П. Изменения ионизации воздуха в Симеизе и Кацивели летом 1934 и 1935 гг. *Журнал геофизики*. 1937. Т. 7. Вып. 2–3. С. 213–223.
48. Пекар С.И. Исследования по электронной теории кристаллов. Москва–Ленинград: Гостехиздат, 1951. 256 с.
49. Рабинович М.И. Трубицков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. Москва: Наука. 1984. 431 с.
50. Русанов А.И. К термодинамики нуклеации на заряженных центрах. *Докл. АН СССР*. 1978. Т. 238. № 4. С. 831–834.

51. *Салем Р.Р.* Физическая химия. Термодинамика. Москва: Физматлит, **2004**. 351 с.
52. *Синькевич А.А.* Конвективные облака северо-запада России. Санкт-Петербург: Гидрометеиздат, **2001**. 107 с.
53. *Смирнов Б.Н.* Возбужденные атомы. Москва: Энергоиздат, **1982**. 231 с.
54. *Таблицы физических величин.* Справочник /Под ред. акад. И.К. Кикоина. Москва: Атомиздат, **1976**. 1008 с.
55. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. Москва: ФИЗМАТЛИТ. 2003. 616 с.
56. *Таммет Х.Ф., Сальм Я.Й., Партс Т.М. Лутс А.М.* Кластерные аэроионы в тропосфере. *Ученые записки ТГУ.* **1987**. Вып. 755. С. 86–91.
57. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Стохастическое взаимодействие и релаксация классической кулоновской плазмы. *Письма в ЖТФ.* **1997**, а. Т. 23. № 17. С. 68–76.
58. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Предельно неидеальная метастабильная переохлажденная плазма. *ЖТФ.* **1997**, б. Т. 67. № 8. С. 42–52.
59. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* Об аномальном замедлении релаксации в ультрахолодной плазме. *Письма в ЖЭТФ.* **2001**. Т. 73. Вып. 2. С. 71–73.
60. *Физический энциклопедический словарь* / Под ред. А.М. Прохорова. Советская энциклопедия, **1984**. 944 с.
61. *Филиппов Ю.В., Попович М.П.* Физическая химия. Москва, МГУ, **1980**. 400 с.
62. *Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ* / под ред. М.С. Александрова. Москва: Наука, **1972**. 195 с.
63. *Хвостиков И.А.* Озон в стратосфере. *УФН.* **1956**. Т. 59. Вып. 2. С. 229–323.
64. *Церфас К.Э.* Электрические характеристики атмосферы в вертикальном разрезе в Ташкенте по наблюдениям в период МГГ. // Материалы конференции по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959) // Под ред. К.Т. Логвинова. Москва: Гидрометеиздат (отделение), **1961**. С. 260–274.

65. Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. Ленинград: Гидрометеиздат, 1974. 420 с.
66. Шаповалов А.В. Моделирование эволюции конвективных облаков с учетом электрических процессов. *Математическое моделирование*. 2003. Т. 15. № 4. С. 65–76.
67. Шишкин Н.С. Облака, осадки и грозовое электричество. Ленинград: Гидрометеиздат, 1964. 403 с.
68. Anderson D.A. 2015. Rydberg molecules and circular Rydberg states in cold atom clouds // A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Applied Physics) in The University of Michigan, 157 с.
69. Artekha S.N. Belyan A.V. 2013. On the role of electromagnetic phenomena in some atmospheric Discussions processes. *Nonlin. Processes Geophys.*, 20, 293–304, doi:10.5194/npg-20-293-2013.
70. Bazilevskaya G.A., Usoskin I.G., Flückiger E.O., Harrison R.G., Desorgher L., Bütikofer R., Krainev M.B., Makhmutov V.S., Stozhkov Y.I., Svirzhevskaya A.K., Svirzhevsky N.S., Kovaltsov G.A. 2008. Ionisation Processes in Planetary Atmospheres Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere // *Planetary Atmospheric Electricity*. London: Springer, 149–173.
71. Betz H.D., Schumann U., Laroche P. 2009. *Lightning: Principles, Instruments and Applications. Review of Modern Lightning Research*. Springer. 641 p.
72. Chen L.F., Huang G.Q., Song K.S. 1996. Desorption of atoms and excimers upon self-trapping of excitons in rare gas solids. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*. 116. Issue 1–4, 61–65.
73. Dye, J. E., Bateman M. G., Christian H. J., Defer E., Grainger C. A., Hall W. D., Krider E. P., Lewis S. A., Mach D. M., Merceret F. J., Willett J. C., Willis P. T., 2007: Electric fields, cloud microphysics, and reflectivity in anvils of Florida thunderstorms. *Journal of Geophys. Research*, 112, D11215, doi:10.1029/2006JD007550.

74. *Eden R.J.* Regge poles and elementary particles. **1971**. *Rep. Prog. Phys.* 34, 995-1053
75. *Fornés J.A.* **2016**. Electrical Fluctuations in Polyelectrolytes, Springer Briefs in Molecular Science, 91 p. DOI 10.1007/978-3-319-33840-8\_1
76. *Gish O.H.* **1944**. Evaluation and interpretation of the columnar resistance of the atmosphere. *Terr. Magn. Atmos. Elect.* 49. Issue 3, 159–168. <https://doi.org/10.1029/TE049i003p00159>.
77. *Gutl'e C., Savin A., Krieger J.B., Chen J.* **1999**. Correlation energy contributions from low-lying states to density functionals based on an electron gas with a gap. *Int. J. Quantum Chem.* 75, 885–888.
78. *Gutl'e C., Savin A.* **2007**. Orbital spaces and density-functional theory. *Phys. Rev. A.* 75, 0325191–03251917.
79. *Handbook of weather, climate and water. Dynamics, Climate, Physical Meteorology, Weather Systems, and Measurements / Ed. by T.D. Potter and B.R. Colman.* Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, **2003**. 974 p.
80. *Hoppel W.A.* **1985**. Ion-aerosol attachment coefficients, ion depletion, and the charge distribution on aerosols. *J. Geophys. Res.*, 90(D4), 5917–5923, doi:10.1029/JD090iD04p05917.
81. *Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G., Lebreton J.P., Blanc M.* **2008**. Planetary Atmospheric Electricity. London: Springer, 535 p.
82. *Levdanskii V.V., Dragun V.L., Smolik J., Zdimal V., Moravec P.* **2007**. Influence of surface effects in vapor condensation on a nanodimensional aerosol particle having an electric charge. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics.* 80. Issue 1, 57–63.
83. *Levy M., Perdew J. P., Sahni V.* 1984. Exact differential equation for the density and ionization energy of a many-particle system. *Phys. Rev. A.* 30, 2745–2748.

84. Pawar S.D., Meena G.S., Jadhav D.B. **2012**. Air Ion Variation at Poultry-farm, Coastal, Mountain, Rural and Urban Sites in India. *Aerosol and Air Quality Research*. 12, 444–455.
85. Maiorov S.A., Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. **1995**. Metastable State of Supercooled Plasma. *Physica Scripta*. 51, 498–516,
86. March N.H., D. ter Haar. **1975**. Self-Consistent Fields in Atoms: Hartree and Thomas-Fermi Atoms. Pergamon Press. Oxford, 235 p.
87. Penn D.R. **1962**. Wave-Number-Dependent Dielectric Function of Semiconductors. *Phys. Rev.* 128. Issue 5, 2093–2097.
88. Pruppacher H.R., Klett J.D. **2010**. Microphysics of clouds and precipitation. Shpringer, 956 p.
89. Rusanov A.I., Kuni F.M. **1984**. Reformulation of the thermodynamic theory of nucleation on charged particles. *Journal Colloid Interface Science*. 100. Issue 1, 264–277.
90. Sharma D.K., Rai J. Israil M., Subrahmanyam P., Chopra P., Garg S.C. **2004**. Enhancement in ionospheric temperatures during thunderstorms. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phy.*, 66, 51–56. Doi:10.1016/j.jastp.2003.07.013.
91. Sharma A.K., Patil A., Bhonsle R., Vhatkar R.S. Subrahmanyam P. **2011**. Seismic effects in F2 region related to electron temperature. *Geofizicheskiy Zhurnal*. 33. Issue 2, 105–115. DOI: <https://doi.org/10.24028/gzh.0203-3100.v33i2.2011.117302>.
92. Stolzenburg M., Marshall T.C., Krehbiel P.R. **2015**. Initial electrification to the first lightning flash in New Mexico thunderstorms. *Journal of geophysical research: Atmospheres*. 120. Issue 21, 11,253–11,276.
93. Yu F. **2005**. Modified Kelvin–Thomson equation considering ion-dipole interaction: comparison with observed ion-clustering enthalpies and entropies. *Journal Chemical Physics*. 122, 0845031–0845038.
94. Vydrov O. A., Voorhis T.V. **2010**. Dispersion interactions from a local polarizability model. *Physical Review*. A. 81, 0627081–0627086.

## РОЗДІЛ 5. ДІЕЛЕКТРИЧНА ПОЛЯРИЗАЦІЯ В ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ПОЛІ АТМОСФЕРИ

В розділі 2 та 4.6 було показано, що на іонізацію із збудженого стану необхідно менше витрат енергії ніж з основного стану, при цьому сильно збільшується пропорційна поляризуємість рідбергівського атома  $\alpha^* = \alpha_0 n^7$ . Також зазначалося, що формули Пенна, Ландау і Дебая, для узагальненого діелектричного відгуку збігаються за своєю структурою, з точністю до постійної Планка, і дають надвисокі значення діелектричного відгуку середовища. В даному розділі показано діелектричне погодження моделі середнього самоузгодженого електричного поля згідно з експериментальними спостереженнями приземного та вертикального електричного полів [Павлов, 1937; Цефрас, 1961; Материали ..., 1963; Материали..., 1965; Колоколов, 1977].

Як показали експерименти [Парамонов, 1956; Материали ..., 1963, 1974; Имянитов, Чубарина, 1964, 1965], зростання електричного потенціалу в тропосфері має величину  $\pm(50-100)$  В/м. Ефект зростання потенціалу виникає через розділення зарядів в полі сили тяжіння (легкий електрон і тяжкий протиіон). Для умов «ясної» погоди ефект носить стійкий планетарний характер.

Спроба оцінити розділення зарядів, під дією больцманівського фактору (електрон в самоузгодженому електричному полі) при характерних параметрах  $\varphi = 100$  В, и  $k_B T/e \approx 0,025$  В, дає таку величину:

$$\exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{100}{0,025}\right) = \exp(-4000),$$

де  $\varphi$  — потенціал;  $k_B$  — константа Больцмана;  $T$  — температура. Тоді для висоти  $h=1000$  м маємо аргумент експоненти величиною  $-4000000$ . З фізичної точки зору величина експоненти є надто малою. Для висот 10–15 км розгляд замість температури теплових молекул  $T$  ефективної температури збуджених молекул  $T^*$  частково вирішує проблему компенсації

великої від'ємної величини больцманівського аргументу ( $k_B T^* \sim 100$  еВ), але для натурних значень потенціалу  $V_{h=6000\text{ м}} = 100 \div 350$  кВ [Материалы ..., 1963, 1972] він одноково залишається величиною з невисокими значеннями:

$$\exp\left(-\frac{250000}{100}\right) = \exp(-2500).$$

Внести поправку в больцманівський фактор можна введенням діелектричного екранування заряду, згідно з класичним визначенням в діелектрику  $e^* = e/\varepsilon$  [Трофимова, 2006], який запропонував  $\varepsilon \sim 10^3 \div 10^4$  СГСЕ:

$$\exp\left(-\frac{e\varphi}{\varepsilon k_B T}\right).$$

Порядок величин  $\varepsilon$  добре узгоджується із загально—фізичними оцінками  $\varepsilon$  для сольватованого електрону (полярону великого радіусу). Так, при  $\varepsilon_p \sim 100$  СГСЕ [Востриков, Дубов, 2006 а,б] та  $m_p = 1830m_e$  порядок  $\varepsilon$  складає  $100 (m_p/m_e) = 2 \cdot 10^5$  СГСЕ, де  $m_p, m_e$  — маса протона та електрона відповідно. Величина  $\varepsilon \sim 10^6 \div 10^7$  СГСЕ відповідає збільшенню потоку іонізуючих частинок від приземних  $1-1,5 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}\text{стер}^{-1}$  до  $25-27 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}\text{стер}^{-1}$  на висотах 12–15 км [Таблицы ..., 1976].

Для опису релаксації теплових та холодних електронів атмосфери, в наближенні самоузгодженого рівняння Пуассона, використовується перевизначений для атмосфери параметр поляризаційного порядку  $\psi = e\varphi/\varepsilon k_B T$  [Белый, Зеленин, 2013 б] з комплексним  $\varepsilon = \varepsilon + i\eta$ . В загальному випадку  $\varepsilon$  має просторову дисперсію в контексті електродинаміки суцільного середовища [Ландау, Лифшиц 1982]. Часова дисперсія  $\varepsilon$  вважається усередненою по спектру флуктуацій поля [Имянитов, 1957; Флуктуации ..., 1972]. Уявна частина діелектричної проникності відповідає дифракційній частині руху балістичних електронів аномального скін-ефекту [Гинзбург, Мотулевич, 1955; Соколов, 1961] аж до 0,8–1 ГГц.

Комплексний параметр порядку  $\psi$  (псі-потенціал), з одного боку, відповідає критичним флуктуаціям комплексного  $\delta$  в моделі Гінзбурга—

Ландау, а з іншого боку — синусній провідності для джозефсонівського дифракційного струму (усереднений опис дифракційного обтікання повільних електронів) [Лихачев, Ульрих, 1978]. Таким чином, як глобальний регулюючий елемент електричної системи атмосфери виступає самоузгоджена надгратка («гофр») зняття трансляційної симетрії, що спостерігається при джозефсонівських магнітометричних вимірюваннях поля, без  $RC$  усереднення, де  $R$  — опір;  $C$  — ємність.

Діелектрична проникність, що визначається в параметрі пси— феноменології об'єднує всі механізми розсіювання аналогічно показнику оптичного заломлення і поглинання, проте по суті є параметром середнього поля.

За цим параметром поляризоване повітря знаходиться в області критичних флуктуацій щодо утворення атмосферних дипольних страт — шари стабілізації горизонтів хмар. Кожен горизонт має свою гістерезисну петлю в координатах провідність—напруженість локального електричного поля (див. розділ 2, рис. 2.1.2).

Введення комплексного  $\epsilon$  в рамках теорії аномальної дисперсії для металооптики плівок [Соколов, 1961; Мотулевич, 1969; Ordal et al., 1987] дозволяє записати самоузгоджене рівняння збереження заряду (рівняння Пуассона) і отримати ефект поляризації в самополяризуючому середовищі. Загальне рішення рівняння Пуассона в наближенні середніх значень  $n_0(Z)=n_0$ ,  $\epsilon=\epsilon_0$  і  $\epsilon_0(h)=\epsilon_0$  має вигляд еліптичного синуса та описує хвилю поляризації для тропосфери.

Нижче будуть представлені величини  $\epsilon$ , верифіковані за трьома групами розрахунків: а) приземну частину, що включає позитивні і негативні іони; б) дипольне наближення до висот 600–1000 м; в) наближення комплексної діелектричної константи на всьому інтервалі вертикальних профілів літакового зондування до 6 км.

Для оцінки діелектричних констант в роботі використовуються натурні дані вертикальних профілів напруженості електричного поля атмосфери



[Цефрас, 1961; Материалы..., 1961], перераховані в профілі надлишку електронної щільності  $n_i - n_e$ , а також окремо розраховані профілі  $n_i$  та  $n_e$  для приземного шару [Павлов, 1937; Колоколов, 1977].

Мінімальною кількістю мод для опису загальної картини розподілу електронної щільності в атмосфері є три моди з довжиною напівхвилі порядку 1250, 123, 50 м [Материалы ..., 1961; Белый, Зеленин, 2013,а]. В залежності від сезону ці величини можуть змінюватися на 10–15 %. На відміну від традиційного двомодового наближення [Ландау, 1979], Фур'є-аналіз щільності електронів дає на початку координат 5—10 основних мод, із яких подані є головними.

Оцінка просторової дисперсії комплексної діелектричної проникності  $\epsilon$  проводиться в наближенні поляризаційного диполя з уявною діелектричною константою на основі правої частини самоузгодженого рівняння Пуассона [Белый, Зеленин, 2013,б].

Як буде показано нижче, середня лінія напруженості електричного поля атмосфери структурується включенням додаткової варіації  $\delta\epsilon(z)$  функціонала по діелектричній «константі»  $\delta\epsilon(z)$  в загальний принцип гамільтона для повної енергії  $\delta L(\varphi, \epsilon)$ . Для атмосферних електронів варіація по  $\delta\epsilon$  дає мультиплікативну поправку до больцманівського розподілу самоузгодженого рівняння Пуассона в неявному вигляді.

Для розширення задачі на область великих флуктуацій необхідно додати нульову частину вільної енергії  $\epsilon_0$  для рідбергівських електронів ( $\sim 0,8-1$  ГГц) до самоузгодженої польової. У нашому випадку обмежуємо аналіз областю ленгмюрівської релаксації і експериментально підбираємо константи параметра порядку з натурних профілів [Цефрас, 1961; Материалы..., 1961], що відповідає неявному усередненню по області високих частот.

Уточнення параметризації до робочої моделі вимагає включення багатохвильового випадку. У даному розділі система аналізується за нульовим наближенням — ефекти резонансної взаємодії мод (типу Біркгофа)

перетворюються в просторову дисперсію  $\varepsilon$ . Стохастизація процесу проходить через радіочастотні флуктуації і далі через ланцюжок резонансів (біфуркацій) перетворюється в іонно—звукові моди з груповою швидкістю  $v_{\text{гр}} \sim c/n$ , де  $c$  — швидкість світла;  $v_{\text{гр}}$  — групова швидкість іонно—звукових хвиль;  $n$  — коефіцієнт заломлення. Тоді  $n = c/v_{\text{гр}} \sim 10^5$ . При  $n = \sqrt{\varepsilon}$  можлива динамічна взаємодія іонно—звукових та електромагнітних хвиль [Лундин, 1972].

Розмін енергії іонізаційних частинок, крім черенківського каналу гальмівного випромінювання, має СВЧ—канал смуги (0,8—1 ГГц) розпаду рідбергівського континууму молекул  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  [Buchkov et al., 2010]. Власне встановлення рівноваги в польовій системі (ергодизація) проходить через канал хвилевої взаємодії ленгмюрівських коливань діапазону 0,5—1,5 МГц та резонансної хвилевої взаємодії в гігагерцевій області розпаду рідбергівського континууму [Рабинович, Фабрикант 1979; Рабинович, Трубецков, 1984]. Резонансний характер хвилевої взаємодії проглядається як максимуми розрахованих, згідно з [Материалы ..., 1963], емпіричними кореляційними функціями приземного електричного поля для часів 1, 3, 5 г, що попередньо можна інтерпретувати як м'яку моду коливань 4,5–8 км [Белый, Зеленин, 2012].

Надчутливість такої системи виправдовується як стратифікація зарядової щільності в околі критичної точки структурного фазового переходу — зняття трансляційної симетрії в кулонівській задачі багатьох тіл. Така система представляється самоузгодженим рівнянням Пуассона для середнього поля, з правою частиною у вигляді різниці фаз поляризованості частки і кінетичної больцманівської релаксації. Комплексний параметр порядку  $\psi$  включає в себе елементарний поляризований форм—фактор, що моделює самополяризацію середнього електрона (частки) і його дифракційні властивості для теплових енергій.

Індивідуальний рух балістичної (металооптика плівок) частини електронів є інфінітним на відміну від гармонійного руху електронів в моделі твердих діелектриків і напівпровідників [Фрелих, 1976]. Прикладом може

служувати рух електронів в тріоді або лампі біжучої хвилі [Григорьев, 2006] — рівняння для осцилятора Ван-дер-Поля. Фазовий простір осцилятора Ван-дер-Поля містить області граничного циклу і параметричної розкачки, що відповідають орбітованим траєкторіям електронів. Релаксація в такій системі не є строго плазменно—кінетичною (типу зіткнень) і носить характер модового ергодичного перемішування для струни Фермі—Паста—Улама [Заславский, 1984], де термодинамічна температура має параметричний характер. Величина діелектричної проникності електронів сухого повітря відповідає багаточастковій (колективній) поляризованості рідбергівських станів в процесі їх розпаду, стабілізованих дипольною блокадою. [Daniel, Pierre, 2010; Robert-de-Saint-Vinsent et al., 2013; Murillo, Bergeson, 2015; Teixeira et al., 2015]. Так, величина електронної поляризованості однієї оже—збудженої молекули [Смирнов, 1982; Демехин и др, 2008; Nikosaka, 2008] має порядок  $\alpha_e = \alpha_0 n^7$ , де  $\alpha_0$  — поляризованість атома водню;  $n$  — головне квантове число. При  $n \sim 100$  [Голубков и др., 2011 а, б]  $\alpha_e = \alpha_0 n^7 = \alpha_0 \cdot 10^{14}$  та більше. Флуктуації потенціалу в цій системі на багато більші  $4k_B T$  — найквістовського білого шуму [Holzworth et al., 2005].

Методично це означає, що пошук універсальної обвідної емпіричної функції больцманівського типу для потенціалу  $\phi$  на всій протяжності атмосфери при різних радіаційних ситуаціях і числах Вольфа не виправдано. Профіль потенціалу  $\phi$  є спільне рішення нелінійного рівняння Пуассона. Натурні флуктуації поля генеруються нелінійною резонансною взаємодією мод і можуть бути зрозумілі на рівні методів статистичної радіофізики [Рытов, 1976; Рытов и др., 1978] та спектрального аналізу випадкових процесів розповсюдження радіохвиль [Коняев, 1973].

### 5.1. Оцінка узагальненого діелектричного відгуку середовища (ефективної константи екранування) $\varepsilon^*$ за даними приземних спостережень

Для розрахунку величин діелектричного відгуку середовища використовувалися дані вимірювання іонізації повітря за допомогою лічильника іонів Еберта, що дозволяє реєструвати окремо позитивну  $n_+$  і негативну  $n_-$  компоненти повітря [Колоколов, 1977; Handbook..., 1985; Bazilevskaya et. al., 2010].

Визначення рівноважних концентрацій іонів дає співвідношення ефективної діелектричної проникності

$$n_- = 4\pi\rho \exp\left(\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right), \quad n_+ = 4\pi\rho \exp\left(-\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right), \quad (5.1.1)$$

де  $\rho = en_0$  – середня концентрація вільних зарядів;  $e$  – заряд електрона,  $\varphi$  – потенціал,  $k_B$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $\varepsilon^*$  – діелектричний відгук середовища.

Прологарифмуємо ліву і праву частини виразу (12), тоді рівняння для  $\varepsilon^*$  матиме вигляд

$$\varepsilon^* = -\frac{2e\varphi}{k_B T \ln(n_+/n_-)}. \quad (5.1.2)$$

В загальному випадку параметр  $\varepsilon^*$  містить комплексну частину діелектричної проникності, яка впливає із закону Ома:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \mu \operatorname{div}(\rho E), \quad (5.1.3)$$

де  $\rho = n_0 \exp(-e\varphi/\varepsilon^* k_B T)$ . Якщо підставити у рівняння (5.1.3) напруженість поля у вигляді

$$E = \frac{\varepsilon\varphi(0)}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x},$$

то рівняння Ома перетвориться у дифузійне рівняння для самоузгодженого поля  $\partial \rho / \partial t = -(\mu\varepsilon\varphi(0))\Delta\varphi$ , з константою амбіполярної дифузії  $D = \mu\varepsilon\varphi(0)$ , де  $\mu$  — рухливість;  $\varepsilon$  — діелектрична проникність;  $\varphi(0)$  — початковий

потенціал. При включенні комплексної  $\varepsilon$  — рівняння дифузії буде мати осциляційну частину в рішенні.

Екранування збільшує константу дифузії на фактор (2000–2500), що відповідає експериментальним швидкостям дрейфу електронів, які складають порядок  $(2-5) \cdot 10^5$  м/с, при  $E/p < 0,1$  В/(см·мм.рт.ст.) [Таблицы ..., 1976, с. 429], тоді як перенормування іонної константи дифузії на приведену масу електрона  $\sqrt{m_i/m_e} \sim 200 \div 230$  призводить до недостатньо високих значень швидкості дрейфу  $D_{\text{ion}} \sim 200$  см<sup>2</sup>/с при напруженості поля в межах 1–10 В/см.

Виходячи з цього, можна припустити, що існує два типи провідності: а) полярно–екситонна — з великими експериментальними швидкостями переносу; б) омічна — от  $\sigma = 4 \cdot 10^4$  (нижня тропосфера) до 300 СГСЕ/м (верхня тропосфера, нижня стратосфера).

Розгорнута оцінка параметра  $\varepsilon^*$  для приземної атмосфери по натурних даних [Павлов, 1937, с. 215] на висоті 1 м при середньому потенціалі  $\varphi \sim 140$  В приведена в табл. 5.1.1.

Як видно із табл. 5.1.1, параметр  $\varepsilon^*$  варіює в широких межах, так як залежить від натурної локальної електронної щільності (локального електронного дефіциту або виконання квазі—нейтральності). Пояснити такі аномально високі значення  $\varepsilon^*$  можна таким чином: якщо середнє приземне електричне поле  $E$  дорівнює 100 В/м, потенціал  $\varphi$  на висоті  $Z = 1 \div 2$  м дорівнює 140 В, термічний потенціал  $\varphi_0 \sim 0,025$  В, то для отримання поляризаційної різниці порядку 10–100 електронів діелектрична проникність  $\varepsilon$  повинна бути аномально високою. Якщо електрокінетичний потенціал іону  $E \approx \varepsilon(m_i g)/e \approx 10^7$  В/см, тоді для  $E = 1$  В/см, отримаємо  $\varepsilon^* \sim 10^6 \div 10^7$ . Наближення елементарного об'єму до електро—нейтральності  $\pm 3e$  (див. табл. 5.1.1, рядок виділений жирним шрифтом) призводить до збільшення константи діелектричної проникності до значень порядку  $10^6$  та більше.

Таблиця 5.1.1. Пряме визначення діелектричного відгуку середовища  $\varepsilon^*$  з концентрацій легких ( $n_+, n_-$ ) іонів у приземному шарі атмосфери

$n_+$	$n_-$	$(n_+ - n_-)$	Коефіцієнт уніполярності	$\varepsilon^*$	$\sqrt{n_+ n_-}$
825	800	25	1,05	$3.68 \cdot 10^5$	812
875	575	300	1,63	$2.66 \cdot 10^4$	709
880	825	55	1,40	$1.73 \cdot 10^5$	852
425	560	-135	1,26	$4.06 \cdot 10^4$	487
960	865	95	1,10	$1.07 \cdot 10^5$	911
740	955	-215	0,78	$4.39 \cdot 10^4$	840
830	775	55	1,07	$1.21 \cdot 10^5$	802
560	715	-155	0,82	$4.5 \cdot 10^4$	632
570	640	-70	0,88	$0.96 \cdot 10^5$	603
350	240	110	1,18	$2.96 \cdot 10^4$	289
530	490	40	1,10	$1.42 \cdot 10^5$	509
590	610	-20	0,96	$3.35 \cdot 10^5$	600
705	760	-55	0,94	$1.49 \cdot 10^5$	732
510	1090	-580	0,46	$1.47 \cdot 10^4$	745
1190	1040	150	1,14	$8.31 \cdot 10^4$	1112
740	560	180	1,32	$4.01 \cdot 10^4$	643
640	580	60	1,10	$1.13 \cdot 10^5$	609
900	820	80	1,11	$1.20 \cdot 10^5$	859
700	860	-160	0,82	$5.44 \cdot 10^4$	775
905	725	180	1,13	$5.05 \cdot 10^4$	810
<b>721</b>	<b>724</b>	<b>-3</b>	<b>1,04</b>	$2.8 \cdot 10^6$	<b>722,5</b>

*Примітка:* важливо відзначити, що із загального спектру електронів метод Еберта вибирає енергії, які близькі до електронної спорідненості електродів сіток. У нашому випадку, ідеальним було б вимірювання холівських рухливостей. Приклад розрахунку для першого рядка таблиці:

$$\varepsilon^* = -\frac{2\varphi}{\varphi_0 \ln(n_+/n_-)} = \frac{2 \cdot 140}{0,025 \ln(800/825)} = 3,68 \cdot 10^5.$$

Оцінимо за незалежними даними параметр  $\varepsilon^*$  для приземної атмосфери згідно з роботою [Колоколов, 1977]. Розгорнута оцінка параметра  $\varepsilon^*$  для приземної атмосфери на висоті 1 м при середньому потенціалі  $\varphi \sim 100$  В приведена в табл. 5.1.2.

**Таблиця 5.1.2.** Пряме визначення діелектричного відгуку середовища  $\varepsilon^*$  з концентрацій легких ( $n_+, n_-$ ) і важких ( $N_+, N_-$ )  $\text{см}^{-3}$  іонів у приземному шарі атмосфери

$n_+$	980	840	680	860	820	660
$n_-$	570	770	740	1000	860	700
$\varepsilon$	$1,48 \cdot 10^4$	$9,19 \cdot 10^4$	$9,52 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^5$	$1,38 \cdot 10^5$
$N_+$	$4,0 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$
$N_-$	$3,2 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$5,2 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$
$\varepsilon$	$3,58 \cdot 10^4$	$3,58 \cdot 10^4$	$4,04 \cdot 10^4$	$1,39 \cdot 10^4$	$0,93 \cdot 10^4$	$4,22 \cdot 10^4$

*Примітка:* приклад розрахунку  $\varepsilon$  для середніх значень легких ( $n_+ = 721$ ,  $n_- = 724$ ) та тяжких ( $N_+ = 16706$ ,  $N_- = 16970$ ) іонів при  $\varphi = 100$  В/м,  $\varphi_0 = 0,025$  В:

$$\varepsilon^* = -\frac{2\varphi}{\varphi_0 \ln(n_+/n_-)} = \frac{2 \cdot 100}{0,025 \ln(724/721)} = 1,926 \cdot 10^6 \text{ СГСЕ},$$

$$\varepsilon^* = -\frac{2\varphi}{\varphi_0 \ln(N_+/N_-)} = \frac{2 \cdot 100}{0,025 \ln(16706/16970)} = 5,105 \cdot 10^5 \text{ СГСЕ}.$$

Із табл. 5.1.2 видно, що варіації констант діелектричної проникності добре узгоджуються з результатами представленими в табл.5.1.1.

Таким чином, помітна необхідність перевизначення больцманівського мікроквантального розподілу до мікропольового (включенням константи екранування) для практичних оцінок самоузгодження поля електронів атмосфери. Важливо відзначити, що порядок величин константи екранування, отриманої за натурними даними [Павлов, 1937; Колоколов, 1977] та методом молекулярної динаміки [Игнатов и др., 1995, табл. 1], співпадають. Введення ефективної діелектричної проникності дозволяє зберегти форму рівняння Пуассона для збереження заряду та отримати розв'язок виділенням комплексної частини загального розв'язку.

## 5.2. Розрахунок діелектричної проникності $\epsilon^*$ за даними літакового зондування

Метод розрахунку в наближенні активного середовища (бездисперсійна частина) заснований на чисельній стійкості величини середнього геометричного  $\sqrt{n_+ n_-}$  для іонів нижньої атмосфери без окремої реєстрації позитивної та негативної компонент іонів, згідно з роботою [Материалы ..., 1963]. Дані для кожного місяця брали середнє значення 27 літакових підйомів до 6 км через 100 м і представлені на рис. 5.2.1 і 5.2.2.

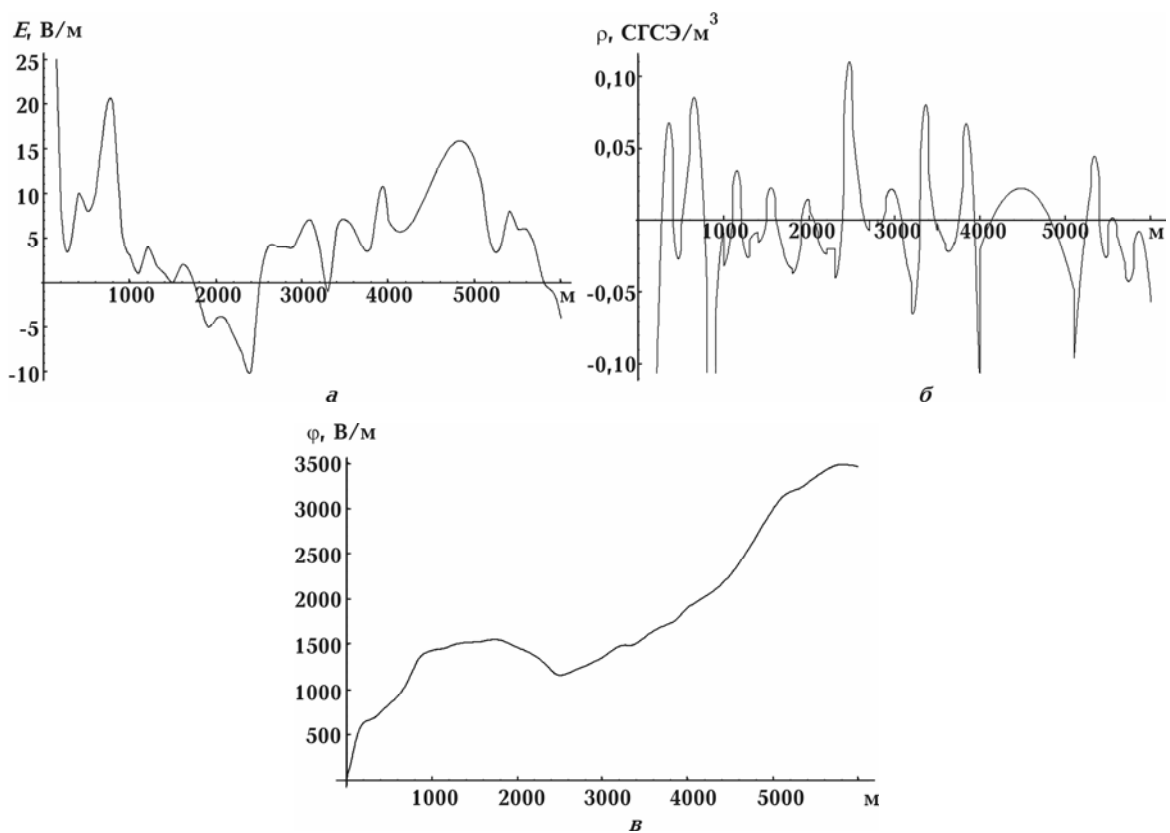


Рис. 5.2.1 Зміна середньомісячних значень електричного поля атмосфери з висотою (м. Ташкент, січень 1958 р): *a* — напруженість електричного поля  $E$ , В/м; *б* — щільність об'ємного заряду  $\rho$ , СГСЭ/м<sup>3</sup>; *в* — потенціал електростатичного поля  $\phi$ , В. 1 СГСЭ = 2130 е/см<sup>3</sup>; Координатна вісь  $z$  км направлена вздовж вісі  $x$ .



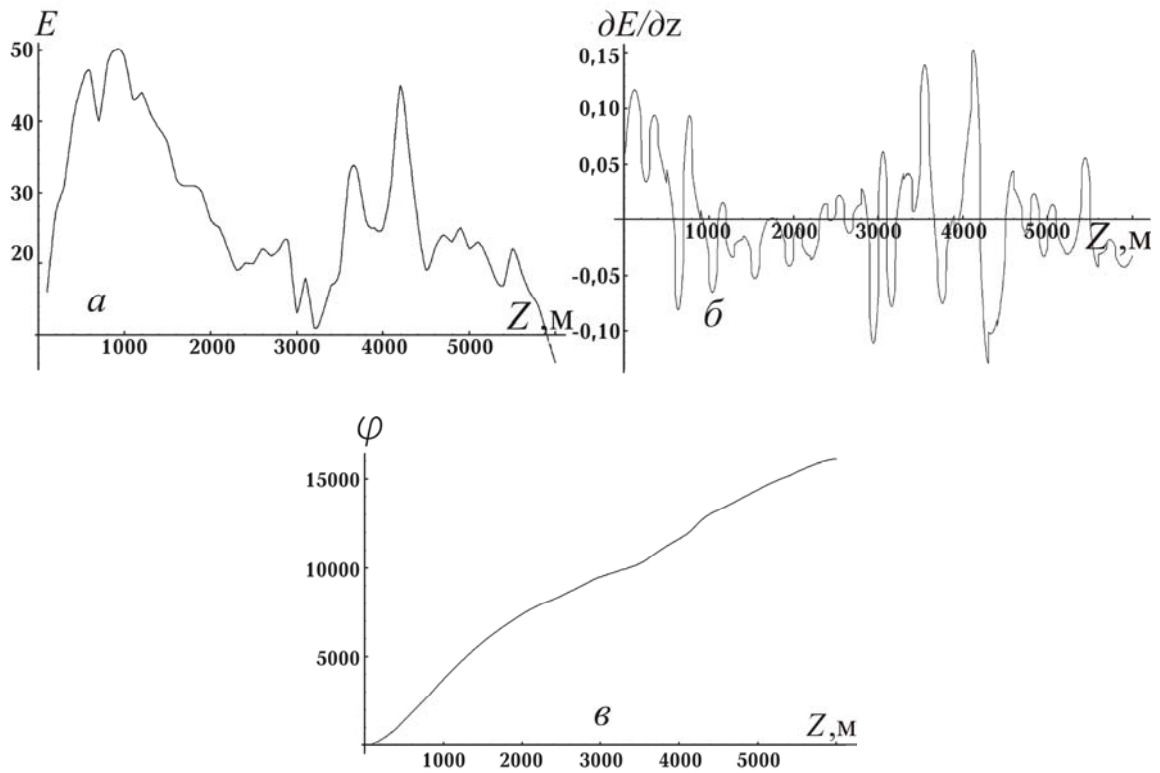


Рис. 5.2.2. Зміни середньомісячних значень електричного поля атмосфери з висотою (Ташкент, квітень, 1958 р.): *a* – напруженість електричного поля  $E$ , В/м; *б* – похідна напруженості електричного поля  $\partial E_z/\partial z$ , СГСЕ/м<sup>3</sup>; *в* – потенціал електростатичного поля  $\varphi$ , В.

Як видно з рис.5.2.1,*б* та 5.2.2,*б* розподіл надлишкового заряду щільності з висотою має осциляційну небарометричну залежність. Йому відповідають два позитивних максимуми напруженості поля (нижнього до 1000—2000 м і верхнього від 3500 до 6000 м) і один негативний мінімум між ними (див. рис.5.2.1, *a* та 5.2.2, *a*). Структура потенціалу має вигляд декількох ступенів з різними кутами нахилу, що можна уявити як систему плоских конденсаторів між шарами іонізації (рис. 5.2.1,*в*, 5.2.2,*в*). Зі зміною пори року по місяцях якісно картинка не змінюється. Змінюється тільки глобальна інтенсивність зарядових областей. Середньомісячна періодичність розподілу заряду зберігається протягом року.

Візуально розгортка зарядової щільності відповідає типовій картині сталих автоколивань в нелінійному середовищі [Рабинович, Трубецков, 1984,

с. 347]. За даними американського зондування [Мареев, 2010], величини потенціалу в районі вимірювань виявляються ще більше, а потенціал разом з ступіннями (плечима) має піки (екстремуми). Імовірно, такий потенціал тримає іонні зарядові площини нижньої атмосфери.

Розглянемо прямий метод оцінки параметра  $\varepsilon^*$  за даними вертикального зондування атмосфери на основі припущення про середнє геометричне малих іонів [Handbook ..., 1985] ( $\rho_0 = \sqrt{n_+ n_-} \sim 720 \text{ см}^{-3}$ ). У цьому наближенні рівняння Пуассона для експериментальних значень напруженості, потенціалу і густини об'ємного заряду матиме вигляд трансцендентного рівняння за параметром  $\varepsilon^*$ :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{x=h} = -4\pi\rho_0 \sinh\left(\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right), \quad (5.2.1)$$

де  $\rho_0 = en_0$  – середня концентрація вільних зарядів;  $e$  – заряд електрона,  $\varphi$  – потенціал,  $k_B$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $\varepsilon^*$  – діелектричний відгук середовища.

Результати розрахунків приведені в таблиці 5.2.2.

Середнє значення спостережуваного мінімального періоду  $T$  лежить в межах 120–121 м. Корінь рівняння (5.2.1) розрахований за профілем розподілу надлишкового заряду (див. рис. 5.2.2, б). Починаючи з екстремуму б (див. табл. 5.2.1) спостерігається біфуркаційне подвоєння періоду квазістоячої хвилі (6; 10; 20; 30; 40).

Співвідношення рівнянь Пуассона у двох точках з урахуванням відносної постійності середнього геометричного позитивних і негативних іонів для нижньої атмосфери має порядок  $10^6$ – $10^7$ . Точки  $\varphi_1$  та  $\varphi_2$  вибираються поблизу натурних екстремумів електронної щільності з тим, щоб комплексно—спряжена частина діелектричної проникності ( $\lambda = \varepsilon + i\eta$ ) для рівняння

$$\sinh\left(\frac{\varphi}{(\varepsilon + i\eta)\varphi_0}\right) = \sinh(\alpha + i\beta)\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right) = \sinh\alpha\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)\cos\beta\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right) + i\cosh\alpha\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)\sin\beta\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)$$

була наступною:

$$\cos \beta \left( \frac{\varphi(Z_i)}{\varepsilon^* \varphi_0} \right) = 1, \quad \sin \beta \left( \frac{\varphi(Z_i)}{\varepsilon^* \varphi_0} \right) = 0.$$

Тут  $e\varphi/\varepsilon^* k_B T = 2\pi n$  — період хвилі синусу або косинусу по реальному профілю;  $i$  — уявна одиниця;  $h$  — координата максимуму зарядової густини;  $\alpha = \varepsilon/(\varepsilon^2 + \eta^2)$ ;  $\beta = \eta/(\varepsilon^2 + \eta^2)$ .

Таблиця 5.2.2. Параметр  $\varepsilon^*$  при експериментальних значеннях напруженості, потенціалу та щільності об'ємного заряду, м. Ташкент, квітень 1958 р. (див. рис.5.2.2).

Висота $Z_i$ , м	$dE/dx _{x=h}$ , (В/см)/см	Потенціал $\varphi(h)$ , В	Порядок екстремума $Z/L$	Теор. оцінка екстремальної точки $T$ , м	$\varepsilon^*$	$\varepsilon = \varepsilon^*/k_B T$
122	0,016	$1,4 \cdot 10^3$	1	120,6–121	259	$1,0 \cdot 10^4$
355	0,013	$7,9 \cdot 10^3$	3	362	$1,5 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^4$
<b>771</b>	<b>0,013</b>	<b><math>2,6 \cdot 10^4</math></b>	<b>6</b>	<b>724</b>	<b><math>5,0 \cdot 10^3</math></b>	<b><math>2,0 \cdot 10^5</math></b>
1163	0,002	$4,4 \cdot 10^4$	10	1206	$1,3 \cdot 10^4$	$5,2 \cdot 10^5$
2380	0,002	$8,2 \cdot 10^4$	20	2413	$2,5 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^6$
2540	0,003	$8,5 \cdot 10^4$	21	2534	$2,2 \cdot 10^4$	$9,1 \cdot 10^5$
2800	0,001	$9,1 \cdot 10^4$	23	2775	$2,8 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^6$
3055	0,005	$9,5 \cdot 10^4$	25	3016	$2,2 \cdot 10^4$	$8,7 \cdot 10^5$
3350	0,005	$9,9 \cdot 10^4$	28	3378	$2,3 \cdot 10^4$	$9,1 \cdot 10^5$
3547	0,019	$1,0 \cdot 10^5$	30	3620	$1,8 \cdot 10^4$	$7,4 \cdot 10^5$
4121	0,021	$1,2 \cdot 10^5$	34	4102	$2,1 \cdot 10^4$	$8,4 \cdot 10^5$
4590	0,006	$1,3 \cdot 10^5$	38	4584	$3,0 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^6$
4837	0,003	$1,4 \cdot 10^5$	40	4826	$3,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^6$
5057	0,0018	$1,45 \cdot 10^5$	42	5068	$4,5 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^6$
5442	0,007	$1,52 \cdot 10^5$	45	5429	$3,3 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^6$
<b>Среднє</b>						<b><math>9,2 \cdot 10^5</math></b>

*Примітки:* параметри для розрахунку рівняння (14) отримані за каталогом [Матеріали..., 1963] і зображені на рис. 7, та табл. 6 (напівжирний ряд): координата максимуму  $Z = 771$  м, потенціал  $\varphi(771) = 25910$  В, градієнт напруженості  $dE/dz(771) = 0,0132$  СГСЕ/м<sup>3</sup>. Константа переводу у систему одиниць СГС –  $4,34 \cdot 10^{-6}$ .

$$\frac{0,0132363}{4,34 \cdot 10^{-6}} = \sinh \left( \frac{25910,38}{\varepsilon^*} \right), \quad \text{де } \varepsilon^* = 5006,22.$$

Такий підхід дає можливість коректної модифікації больцманівського розподілу для масштабів від мікропольового до макропольового введенням ефективних комплексних показників в околі іонно–звукових коливань повного спектра ленгмюрівського дисперсійного співвідношення. Мікропольовий розподіл залежить, згідно з модулем функції Якобі, від щільності енергії в одиниці об'єму середовища, тоді як канонічний розподіл залежить тільки від термодинамічної температури. Передбачуваний мультимасштабний характер розподілу рідбергівських електронів самоузгодженого поля (експериментальна «пилка» одновимірного профілю) з'являється в розв'язках гіперболічного рівняння Пуассона як квазіперіодичність при варіації модуля синусу Якобі.

Оцінимо ленгмюрівську частоту  $L_i$  іонних коливань при  $\omega_{Li} = 7,75 \cdot 10^3$  Гц,  $n_i = 10^3 \text{ см}^{-3}$ :

$$\omega_{Li}^{-1} = \sqrt{\frac{m_i}{4\pi e^2 n_i}} \approx 1,29 \cdot 10^{-4},$$

де  $m_i$  — маса іону;  $e$  — заряд електрону;  $n_i$  — концентрація іонів. Тоді в гармонічному наближенні Лоренца при  $\omega_{Li} \sim 7,7$  кГц, оцінка  $\varepsilon$ , згідно [Фрелих, 1960], складе:

$$\varepsilon = \frac{e^2 n_i}{3m_{e^*} \omega_{Li}^2} = 7,61 \cdot 10^6.$$

Згідно з цим для співпадіння із середнім значенням необхідно  $m_{e^*}$  порядку маси полярону (50–70 електронів), що відповідає визначенню ефективної маси із дисперсійного співвідношення для ленгмюрівських хвиль. Таким чином, колективні коливання самоузгодженого поля електронів в кінетичному режимі рідбергівської передиссоціації ускладнюють ергодичне перемішування та проявляються у вигляді зарядових страт атмосфери на висотах, які кратні довжинам хвиль нелінійних параметричних коливань, що описані рівнянням для середнього самоузгодженого електричного поля.

### 5.3. Двоточкова параметризація $\varepsilon$ за експериментальними даними профілів електричного поля. Дипольне наближення.

Для оцінки поляризаційних констант за експериментальними даними профілів напруженості електричного поля атмосфери використовується права частина рівняння Пуассона в наближенні середнього самоузгодженого поля в області встановлення флуктуацій з масштабною зміною поляризації атмосфери [Белый, Зеленин, 2013]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi\rho_0 \sinh\left(\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right). \quad (5.3.1)$$

Дане наближення передбачає максвелівський розподіл електронів за швидкостями, де  $T_e \sim T_i$  і становить порядок 0,025 еВ згідно з чисельним моделюванням теплових і надхолодних електронів [Ткачев, Яковленко, 1995].

Розглянемо діелектричну параметризацію рівняння (5.3.1) за даними середньомісячних натурних профілів  $E(z)$ ,  $\rho(z)$ ,  $\varphi(z)$  для сухої атмосфери, усередненої для умов «ясна» погода [Материалы ..., 1963]. Профілі вертикальних електричних характеристик атмосфери  $E(z)$ ,  $\rho(z)$ ,  $\varphi(z)$  представлені на рис. 5.3.1. Структура вертикальної поляризації має тип фазового переходу до зарядової надгратки, вузлова структура поляризаційної хвилі сезонно стабільна в умовах ясного неба [Белый, Зеленин, 2013 а].

Вертикальні характеристики електричного поля атмосфери, представлені на рис. 5.3.1, використовуються нижче для всіх розрахунків  $\varepsilon$ . Зауважимо, що при вимірах напруженості електричного поля атмосфери [Материалы ..., 1963, стр.2] використані несистемні значення щільності об'ємного заряду  $\rho$ , СГСЕ/м<sup>3</sup>. Для наших розрахунків, перехід з несистемних одиниць здійснюється множником  $(2,66/4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^6) = 5541,6$  (див. табл. 5.3.1).

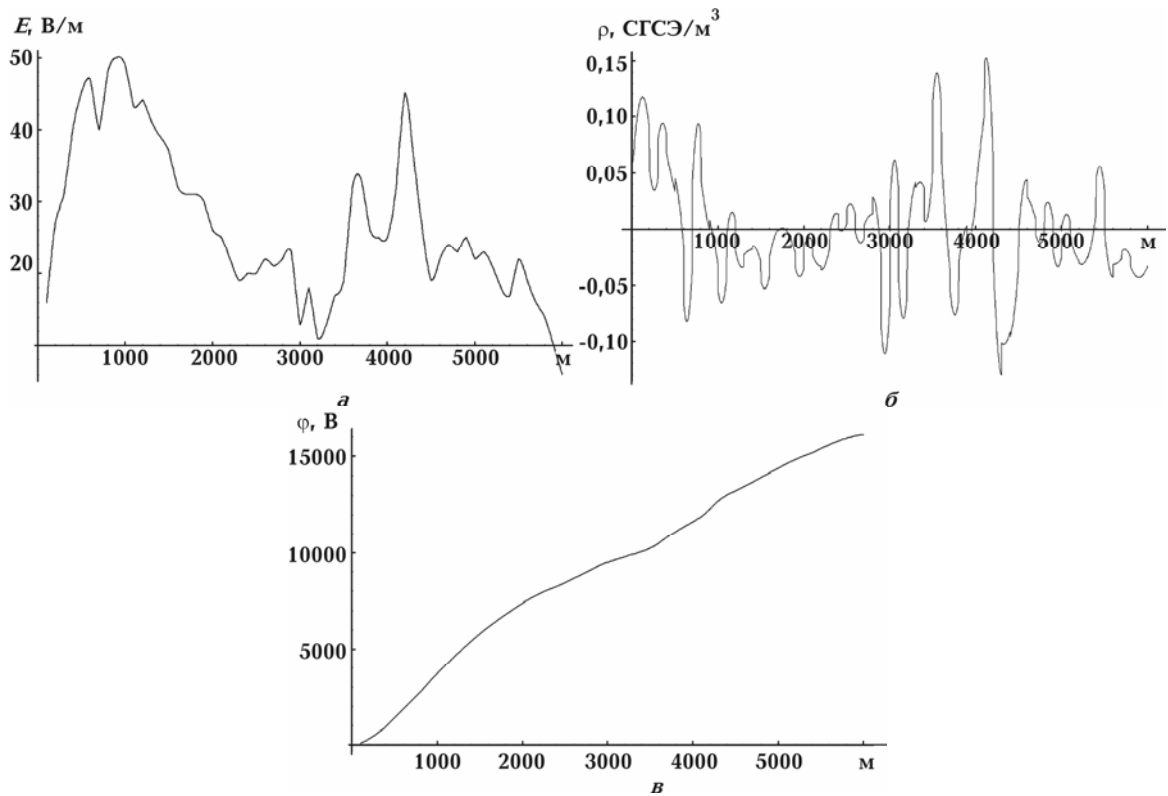


Рис. 5.3.1. Зміни середньомісячних значень електричного поля атмосфери з висотою (м. Ташкент, квітень 1958 р.): *a* — напруженість електричного поля  $E$ , В/м; *б* — щільність об'ємного заряду  $\rho$ , СГСЕ/м<sup>3</sup>; *в* — потенціал електростатичного поля  $\phi$ , В. Координатна вісь  $z$  спрямована уздовж вісі  $x$ .

Таблиця 5.3.1. Типові значення профілів висотного розподілу щільності об'ємного заряду, потенціалу і кількості електронів, які використовуються для розрахунку  $\epsilon$  (Ташкент, квітень 1958 р.)

Висота $z$ , м	Потенціал $\phi$ , В	Щільність зарядів $\rho$ , СГСЕ/м <sup>3</sup>	Концентрація електронів $n_e$ , см <sup>-3</sup>
100	1023	0,115	637
200	3194	0,090	498
500	13927	0,033	183
550	16226	0,023	127

Обчислення діелектричної проникності  $\epsilon$  полягає в складанні двох рівнянь в залежності від комплексної правої частини рівняння Пуассона

(5.3.1) (поляризаційного множника) для ефективних імпедансів  $\varepsilon^*$ ,  $\eta^*$  глобального електричного кола атмосфери на двох ковзаючих експериментальних точках 1 та 2 — аналогів найпростішої оцінки  $(\varphi_1, \rho_1)$ ,  $(\varphi_2, \rho_2)$ .

$$4\pi\rho_0 \sinh\left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*}\right) \cos\left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*}\right) = \rho_1, \quad (5.3.2)$$

$$4\pi\rho_0 \sinh\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*}\right) \cos\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*}\right) = \rho_2,$$

де  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ , и  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  — експериментальні значення з вертикального профілю електронної концентрації і потенціалу атмосфери (рис. 5.3.1, б, в):  $\rho_0 = en_0$  — концентрація іонів або електронів;  $\varphi_0 = k_B T \varepsilon / e$ . Відстань між точками системи має порядок довжини осциляцій 25–55 м. Варіювання відстані  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  в цих межах дає стійкі профілі різного ступеня детальності. Оптимальним кроком двоточкового методу обраний крок 50 м. При зменшенні кроку додаються нові страти меншої амплітуди — «частокіл».

На першому кроці визначаються імпедансні величини  $\varepsilon^*$  і  $\eta^*$ , пов'язані з істинними діелектричними константами такими виразами:

$$\frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2}, \quad \frac{1}{\eta^*} = \frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}.$$

Величина середньої геометричної концентрації іонів або електронів  $n_0$  згідно з порядком критично не впливає на профіль одержуваних констант  $\varepsilon^*$  і  $\eta^*$  (до висот 1 км). Нев'язка розв'язку системи (5.3.2) після виділення окремих рівнянь для  $\varepsilon^*$  і  $\eta^*$  оцінюється як  $10^{-13}$ – $10^{-16}$ .

Робочі рівняння визначимо завдяки виділенню із виразу поляризаційного множника (5.3.2) частини, яка залежать лише від  $\varepsilon$  та візьмемо арккосинус від рівняння  $\varepsilon^*$ , і частини, яка залежать тільки від  $\eta$ , та візьмемо арксинус від рівняння  $\eta^*$ . В остаточному вигляді рівняння (5.3.2) приймуть вигляд:

$$\operatorname{arcsch}\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \operatorname{arcsch}\left(\cos\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*}\right)\right) = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \operatorname{arcsch}\left(\frac{\rho_2}{\rho_0}\right) \operatorname{arcsch}\left(\cos\left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*}\right)\right), \quad (5.3.3)$$

$$\operatorname{arccos}\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \operatorname{arccos}\left(\sinh\left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*}\right)\right) = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \operatorname{arcsch}\left(\frac{\rho_2}{\rho_0}\right) \operatorname{arccos}\left(\sinh\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*}\right)\right).$$

Для чисельного розв'язку виразів (5.3.3) необхідно обрати масштабування, що розділяє корені рівняння в нулі. Це пов'язано з тим, що за формулою приведення гіперболічних зворотних функцій для функції  $\operatorname{arccos}$  вирішується біквдратне рівняння, яке містить в нулі точки розгалуження четвертого порядку. Для поділу коренів використовується масштабний множник. Характерні величини чисельного розв'язку виразів (5.3.3) в дипольному наближенні (без індуктивних ефектів) до висоти 600 м приведені в табл. 5.3.2. Приклад чисельного розрахунку коренів виразів (5.3.3) наведено в Додатку А.

Таблиця 5.3.2. Чисельні величини імпедансних значень  $\varepsilon^*$  і  $\eta^*$ , отримані рішенням трансцендентних рівнянь в дипольному наближенні (без індуктивних ефектів)

Висота, м	$r_\varepsilon$	$r_\eta$	$\varepsilon^*$	$\eta^*$	$\varepsilon$	$\eta$	$q(x)$	$\rho$
150	26,4	16,09	690	421	$2,7 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	0,112	620
200	15,8	10,70	$1,1 \cdot 10^3$	734	$4,3 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	0,069	382
250	9,8	7,91	$1,7 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^4$	0,035	193
300	1,88	1,81	161	$-1,9 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	0,045	249
350	0,52	9,10	424	$2,2 \cdot 10^3$	$6,4 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	-0,01	91
400	3,9	3,10	$3,7 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	0,08	471
450	3,7	2,90	$4,3 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^4$	0,05	274
500	2,0	2,40	$5,5 \cdot 10^3$	$6,8 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	0,03	184
550	1,28	2,06	$5,6 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^4$	0,02	124

*Примітка:*  $r_\varepsilon$  — імпедансний корінь першого рівняння;  $r_\eta$  — імпедансний корінь другого рівняння;  $\varepsilon^*, \eta^*$  — імпедансні значення діелектричної постійної та комплексної провідності;  $\varepsilon, \eta$  — діелектрична дійсна та комплексна постійні — результат поділу комплексних частин із урахуванням  $k_B T$ , СГСЕ;  $q(x)$  — поточна щільність заряду на заданій висоті СГСЕ/м<sup>3</sup>;  $\rho$  — кількість електронів, см<sup>-3</sup>.



Альтернативний розрахунок зводить розв'язок правої частини рівняння (5.3.1) до взяття комплексної частини  $\text{arcsinh}$  та чисельного виділення комплексних частин. Особливо відзначимо, що узагальнена діелектрична функція змінюється зі збільшенням висоти після 600 м на кілька порядків від  $10^4$  до  $10^6$ – $10^9$  СГСЕ. Система є істотно масштабно—неінваріантна. Так, в околиці 1200 м існує дипольна стінка, що може відповідати в метеорології переходу від приграничного шару атмосфери до вільної атмосфери (див. нижче рис. 5.3.4).

Дослідження першої півхвилі зарядової щільності в області початку координат (до 300 м, см. рис.4.3.2) виявив плаваючий зсув фази на 5–17 м, що змінюється в залежності від сезону і характерний для будь-якого типу хвиль. Зсув фази квазістоячої хвилі на початку координат автоматично включає функцію синус в праву частину рівняння (5.3.1), що власне означає наявність додаткового індукційного заряду.

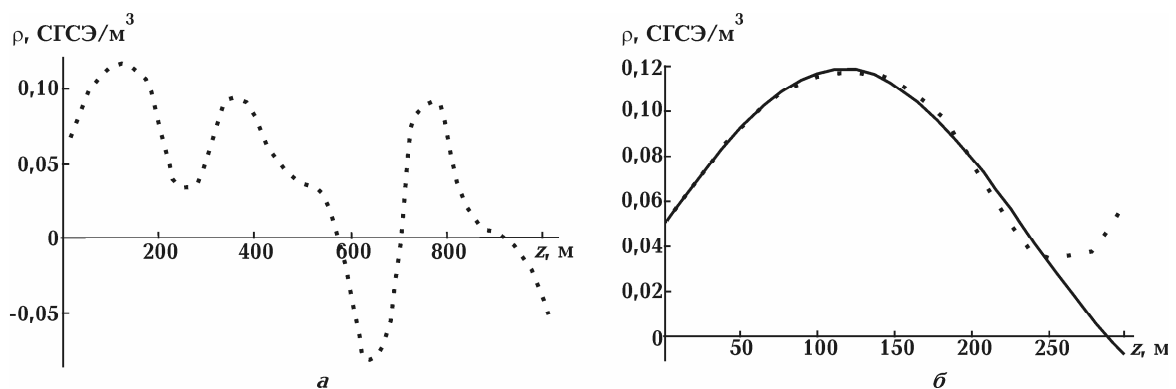


Рис. 5.3.2. Апроксимація першого півперіоду кривої щільності електронів для оцінки індуктивних ефектів в рамках наближення середнього поля (лінійна частина гіперболічного рівняння Пуассона): *a* — відфільтрована крива щільності електронів методом ковзаючого середнього на початку координат; *б* — якість апроксимації першого півперіоду.

Розкладання синусу або косинусу хвилі призводить до висновку про комплексно—спряжену частину в зарядовій щільності — наявність індукційного або поляризаційного заряду (по типу струмів зміщення) для

параметризації системи. Зсув фази хвилі на початку координат показує, що ємнісні індукційні ефекти, зазвичай присутні в хвильових рівняннях для поля, в даному випадку присутні вже на рівні потенціалу через поляризаційний форм—фактор для однієї частинки (термалізований середній полярон) в правій частині нелінійного рівняння Пуассона:

$$4\pi\rho_0 \sinh\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2} - i\frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right)\right) = \sinh\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right) \cos\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right) - \\ - i \cosh\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right) \sin\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right)$$

Зсув півхвилі на початку координат призводить до висновку про існування двох фаз синусу та косинусу або індукційної частини щільності заряду  $\rho_{\text{ind}}$ . Так, якщо вважати, що на початку координат маємо лінійну поведінку потенціалу  $\varphi(z) = zE_0$ , де  $E_0$  — приземне значення напруженості електричного поля 60—120 В/м, отримаємо наближену координатну форму перших півперіодів нелінійної хвилі:

$$\sinh\left(\frac{z}{L}\right) \cos\left(\frac{z}{\Lambda}\right) - i \cosh\left(\frac{z}{L}\right) \sin\left(\frac{z}{\Lambda}\right),$$

де

$$\frac{1}{L} = \left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right), \quad \frac{1}{\Lambda} = \left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}\right).$$

Пряма тригонометрична апроксимація експериментальних даних зазвичай задовільно описує півперіод хвилі до 300 м (див. рис. 5.3.2) виразами

$$\sin(x - x_0)/\Lambda, \quad \cos(x - x_0)/\Lambda, \\ \cos(x_0/\Lambda)\sin(x/\Lambda) - \cos(x/\Lambda)\sin(x_0/\Lambda).$$

Якщо припустити наявність поляризаційного заряду поряд з фізичним  $\rho = \rho_{\text{dip}} + i\rho_{\text{ind}}$ , в нулі будемо мати такі вирази:

$$\rho_{\text{dip}} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) \sim \cos\left(\frac{x}{\Lambda}\right) \sin\left(\frac{x_0}{\Lambda}\right),$$

(5.4.4)

$$\rho_{ind} \cosh\left(\frac{x}{L}\right) \sim \cos\left(\frac{x_0}{\Lambda}\right) \sin\left(\frac{x}{\Lambda}\right).$$

Тут  $\rho_{ind}$  — провідність через розімкнений ланцюг (класичні струми зміщення) або ємнісні властивості нульового стану фізичного вакууму. Тоді для повного періоду  $2\pi$ , коли вводимо імпедансні проникності  $\frac{1}{\eta^*} = \frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}$ ,  $\frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2}$ , отримаємо наступні співвідношення діелектричної константи  $\eta^*$  з

ефективною уявної частини косинуса та синуса:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{E_0}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \quad \text{або} \quad \eta^* = \frac{E_0}{\varphi_0} \frac{\Lambda}{2\pi}.$$

Підставляючи приземні значення:  $E_0 = 60$  В/м,  $\varphi_0 = 0,025$  В,  $\Lambda = 260$  м,  $2\pi \sim 6$ , отримуємо оцінку комплексної діелектричної проникності  $\eta^* \sim 1 \cdot 10^5$  СГСЕ. Для такого значення  $\eta^*$  уявна частина  $\varepsilon$  складе  $(2—5) \cdot 10^5$  СГСЕ. Отримані співвідношення на максимумах щільності  $\rho$  покладені в основу першого наближення аналізу сезонних кривих (рис. 5.3.3).

У цьому наближенні права частина нелінійного рівняння Пуассона використовується як шаблон порівняння для отримання комплексної діелектричної константи. Розрахункові формули дані нижче в поясненні до табл. 5.3.3, де  $\Lambda$  — повний період нижньої моди, м;  $\Lambda_{\max}$  — перший максимум або мінімум на кривій щільності або приблизно  $\frac{1}{4}$  періоду. Для деяких випадків, де беруть участь дві моди, ці величини можуть не збігатися (в загальному випадку існує чисельна нестійкість оцінок);  $\rho_{dip}$ ,  $\rho_{ind}$  мають розмірність СГСЕ/м<sup>3</sup>;  $z_0$ , м — зсув фази найнижчої моди зарядової стоячої хвилі;  $\cos$ ,  $\sin$  — амплітуди косинусної та синусної частин приземної хвилі.

У табл.5.3.3 включені константи  $\rho_{dip}$ ,  $\rho_{ind}$  з виразу (5.3.4), отримані з аналізу вертикального профілю щільності розподілу зарядів на початку координат. Якість розрахунків має характер оцінки порядку величини, однак існує коридор значень, який збігається трендом.

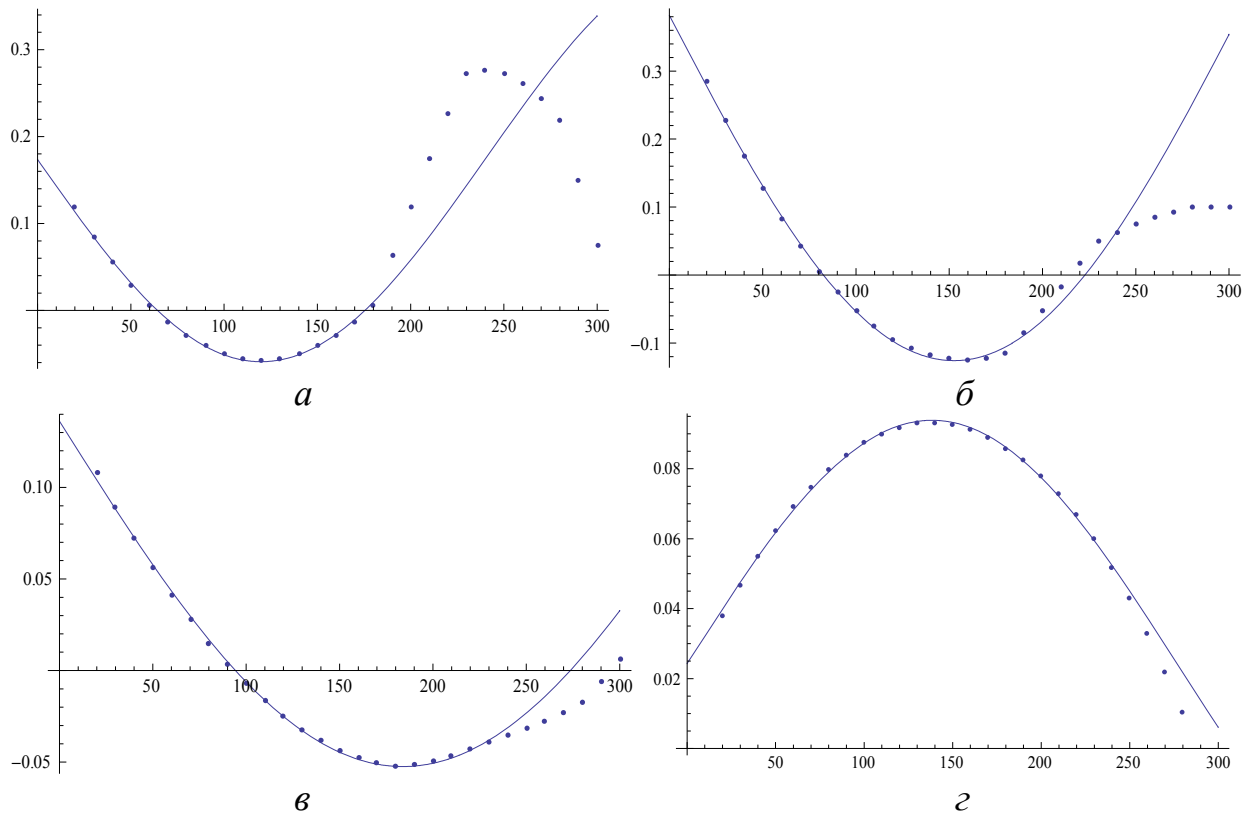


Рис. 5.3.3. Апроксимація першого півперіоду сезонних кривих густини електронів для оцінки індуктивних ефектів в рамках наближення середнього поля (лінійна частина гіперболічного рівняння Пуассона), м. Ташкент, 1958р.: *а* — лютий; *б* — травень; *в* — серпень; *г* — листопад.

Чисельна оптимізація параметрів виконана в середовищі математичного пакета (*Wolfram V.9.02*, trial version) і включає в себе методи найменших квадратів і нелінійної оптимізації найменших квадратів. Якість оптимізації першої півхвилі або повного періоду контролювалося графічно (див. рис. 5.3.2–5.3.3).

Аналіз кривих щільності електронів за всіма місяцями з табл. 5.3.3 показав у всіх випадках зсув фаз однієї з мод. Така поведінка означає присутність спряженої хвилі. Зарядова щільність не фіксована приземним граничним значенням, моди «прослизують» щодо стаціонарних граничних умов рівняння Пуассона (щодо потенціалу Землі). Отже, завдання не відноситься до класичних задач електростатики.

Таблиця 5.3.3. Розрахункові константи для визначення діелектричних функцій шляхом обернення комплексного  $\text{arcsch}$ .

Місяць	$E_0$	$\Lambda$	$\Lambda_{\max}$	$\varepsilon^*$	$\eta^*$	$\varepsilon$	$\eta$	$\rho_{\text{dip}}$	$\rho_{\text{ind}}$	$z_0$
1	15	272	68	$5,9 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^4$	0,16	0,058	-15,06
2	52	480	120	$-4,9 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	$-4,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	-0,23	$-0,4 \cdot 10^{-3}$	-0,13
3	46	492	121	$-1,8 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^5$	-0,12	$-0,1 \cdot 10^{-3}$	0,11
<b>4</b>	<b>33</b>	<b>488</b>	<b>122</b>	<b><math>1,7 \cdot 10^5</math></b>	<b><math>1,0 \cdot 10^5</math></b>	<b><math>4,5 \cdot 10^4</math></b>	<b><math>7,5 \cdot 10^4</math></b>	<b>0,06</b>	<b><math>0,6 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b>-0,08</b>
5	78	620	155	$-4,8 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^5$	-0,52	-0,01	-2,38
6	-4	580	145	$-9,9 \cdot 10^3$	$-1,5 \cdot 10^4$	$-6,8 \cdot 10^3$	$-4,5 \cdot 10^3$	0,80	$0,4 \cdot 10^{-3}$	-0,05
7	72	660	165	$8,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^5$	-0,08	$-0,8 \cdot 10^{-2}$	-2,89
8	71	744	186	$-1,13 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^5$	$-9,2 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^5$	-0,19	$-0,3 \cdot 10^{-2}$	-2,09
9	50	552	138	$-9,3 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^5$	-0,42	$-0,5 \cdot 10^{-2}$	-1,03
10	10	472	118	$-9,6 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^4$	$-8,5 \cdot 10^2$	$2,7 \cdot 10^3$	-0,42	$0,9 \cdot 10^{-3}$	0,17
11	39	552	138	$2,7 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$	0,07	$0,3 \cdot 10^{-3}$	0,33
12	45	488	122	$-1,7 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^5$	$-1,1 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	0,06	$0,7 \cdot 10^{-4}$	-0,08

Примітка: приклад розрахунку дійсної  $\varepsilon$  і уявної  $\eta$  діелектричної проникності для 4 місяця, 1958 р. (рядок виділено жирним шрифтом):

$$\eta^* = \frac{E_0}{\varphi_0} \frac{\Lambda}{2\pi}; \quad \eta^* = \frac{33}{0,025} \frac{488}{2 \cdot 3,14} = 102573 \text{ СГСЕ.}$$

$$\text{arcsch} \left( \frac{\rho}{n_0} \right) = \frac{1}{\varepsilon^*} \frac{E_0 \cdot z}{\varphi_0} \Big|_{z=\Lambda_{\max}}, \quad \text{arcsch} \left( \frac{0,1163}{0,106479} \right) = \frac{1}{\varepsilon^*} \frac{33 \cdot 122}{0,025} \Big|_{z=\Lambda_{\max}},$$

$$0,9451 = 161040/\varepsilon^*, \quad \varepsilon^* = 170392 \text{ СГСЕ};$$

$\rho(z) = 0,073939 \sin(2\pi(z_0 + 0,08)/488) + 0,044$ , де  $z_0 = 0,08$  м — зсув фази хвилі косинус або синус.

Розклавши даний вираз, отримаємо дипольний та індукційний заряди ( $\rho_{\text{dip}}, \rho_{\text{ind}}$ ):

$$\rho(z) = 0,054 + 0,6 \cdot 10^{-4} \cos(0,0128754z) + 0,06 \sin(0,0128754z).$$

Фізично косинусна частина гіперболічного синуса є розподілений поляризаційний диполь  $\sinh \sim (n^+ - n^-)$ , синусна частина гіперболічного косинуса —  $\cosh \sim (n^+ + n^-)$  виступає частину струму та є аналогом омичного струму  $j = (\mu_+ n^+ + \mu_- n^-) E$  (знак плюс у визначенні  $\cosh$ ).

Усередненням встановлено розподілений позитивний заряд в широкій області над поверхнею Землі (заземлення електронів) до 250 м, а вище — просторово розподілений надлишок електронної щільності (див. рис. 5.3.4, а).

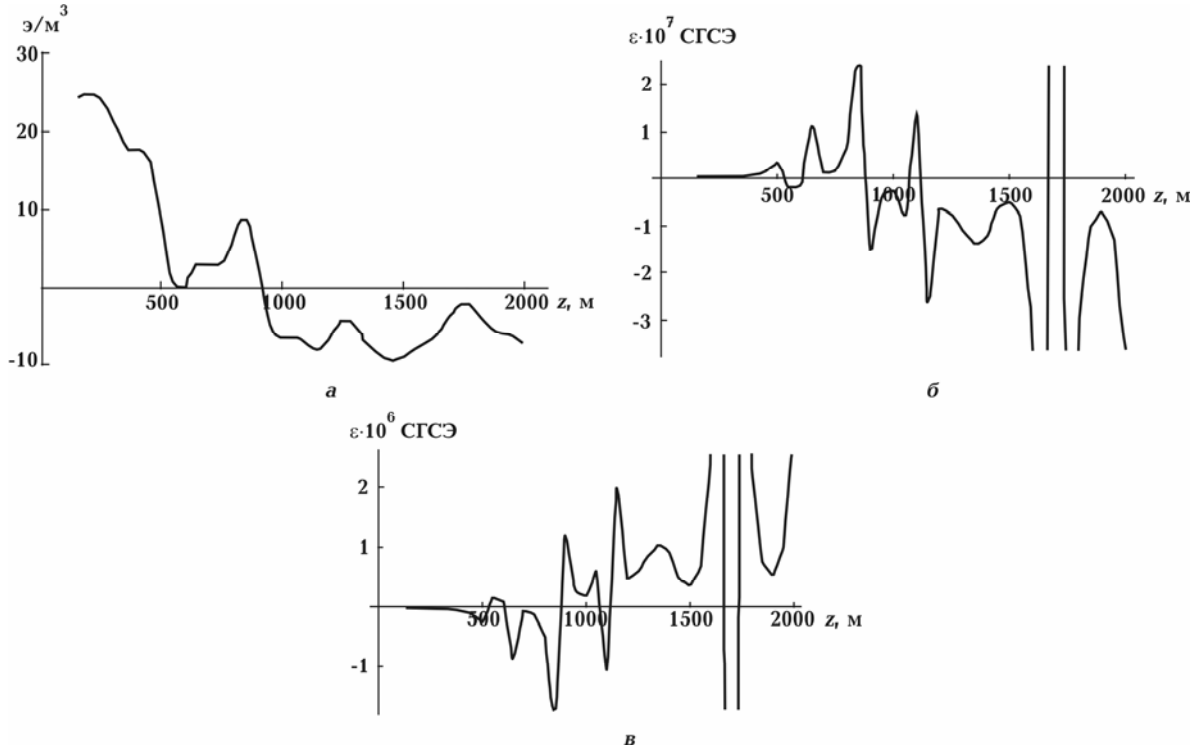


Рис. 5.3.4. Вертикальний профіль середньої електронної щільності усередненої по півперіоду зарядової щільності 150 м (а); б–в — результат комплексного обернення  $\text{arcsch}$  (б — ефективні імпедансні діелектричні константи  $\epsilon$ ; в — ефективні імпедансні діелектричні константи  $\eta$ ).

Імовірно, така система діятиме як катод–анод–сітка. При дрейфових швидкостях електронів 5–10 км/с на цій ділянці можливі інверсні значення провідності, режим посилення по струму. При цих припущеннях розрахунок  $\epsilon$  та  $\eta$  зводиться до виділення дійсної та уявної частин комплексного гіперболічного синуса. Розрахунок представлений в табл. 5.3.4, де показано якісну відповідність даних табл. 5.3.2, 5.3.3 при негативних коефіцієнтах провідності.

**Таблиця 5.3.4.** Чисельні імпедансні значення величин  $\varepsilon$  та  $\eta$ , розраховані по дипольному наближенню з виділенням дійсної та уявної частин.

Висота, м	$\varepsilon$ , СГСЕ/м <sup>3</sup>	$\eta$ , СГСЕ/м <sup>3</sup>	$q$ , СГСЕ/м <sup>3</sup>	$n$ , см <sup>-3</sup>
150	$8,7 \cdot 10^4$	$-5,2 \cdot 10^3$	0,112	625
200	$2,1 \cdot 10^5$	$-1,4 \cdot 10^4$	0,069	387
250	$5,5 \cdot 10^5$	$-4,0 \cdot 10^4$	0,036	200
300	$4,2 \cdot 10^5$	$-2,9 \cdot 10^4$	0,065	362
350	$3,9 \cdot 10^5$	$-2,5 \cdot 10^4$	0,092	514
400	$5,8 \cdot 10^5$	$-3,9 \cdot 10^4$	0,074	415
450	$1,0 \cdot 10^6$	$-7,3 \cdot 10^4$	0,049	275
500	$1,5 \cdot 10^6$	$-1,1 \cdot 10^5$	0,039	220
550	$3,1 \cdot 10^6$	$-2,3 \cdot 10^5$	0,021	121

З усередненої по півперіоду щільності зарядової хвилі (рис. 5.3.4, *а*) можна припустити, що знижені значення діелектричної проникності і провідності на ділянці 0–500 м відбуваються через переважання важких позитивних іонів в приземній частині атмосфери, а падіння потенціалу у Землі — через заземлення електронів. Біфуркація діелектричної проникності добре корелює з межами середнього накопичення зарядів і нульовими точками диференціальної щільності. Рис. 5.3.4, *б* показує сингулярність діелектричної проникності, відповідно до кордонів середнього накопичення зарядів (дипольні площини) та нульовим точкам диференціальної щільності. В околиці цих точок спостерігається різке збільшення електричної чутливості  $\varepsilon$  і  $\eta$  від приземних  $10^5$  до  $10^7$ – $10^9$  СГСЕ, обумовлено флуктуаціями електронної підсистеми атмосфери (кулонівська лібраційна нестійкість) відповідно до флуктуаційної поляризаційної моделі. Модельні полюсні частини секанса для однієї моди та структура щільності електронів були показані раніше на простому лінійному наближенні (див. рис. 5.4.1, *б*, рис. 5.4.2, *б*).

Кореляція максимумів діелектричної проникності з нульовими значеннями локальної щільності, очевидна в модельному випадку, спостерігається і на натурному профілі, отриманому оберненням  $\text{arcsinh}$ .

Можна зробити висновок, що страти стабілізовані макрофлуктуаціями поля, що включають незалежні зміни ступеня поляризації та дисипації  $\delta\epsilon$ ,  $\delta\eta$ .

На відміну від твердого діелектрика, в якому діелектрична проникність стабілізована фінітними, локальними, коливальними рухами електронів, в нашому випадку середовище включає інфінітний рух більшого масштабу на кшталт траєкторій електронів в тріодній лампі [Григорьев, 2003; Кузнецов, 2006]. Це обумовлює високу запираючу здатність по відношенню до високої напруги, або режим накопичення потенціалу.

#### **5.4. Самоузгодженість по діелектричній константі. Дифузійне наближення.**

Рухливі (балістичні) електрони проявляються при насиченні електронно—акцепторних пасток. В цьому випадку розсіювання відбувається з тепловими енергіями. Для пов'язаних електронів (з енергіями менше теплової) акцепторними пастками можуть слугувати іони, кластери води  $(\text{H}_2\text{O})_n^-$ ,  $n \sim 11 \div 12$  [Востриков, Дубов, 2006 а, б; Дубов, 2007], водні клатрати. Таке середовище є активним генераційним середовищем, так як константа діелектричної проникності може змінювати знак з позитивного на негативний. У зв'язку з тим, що завдання визначення спектра збудження не ставилося, можна якісно віднести високі значення величини  $\epsilon$  порядку  $10^5$ – $10^6$  СГСЕ до рухливої частини електронів, а величини, які менші —  $10^4$ – $10^5$  СГСЕ, до локалізованих станів. Негативні іони знижують діелектричну проникність до  $10^3$ – $10^4$  СГСЕ.

Система переохолоджених та холодних рідбергівських електронів є надполяризуємою. Цей факт так само впливає з розмірів рідбергівських хвильового пакету або довжини хвилі Де–Бройля для холодного електрону у



континуумі, яка становить близько  $3\text{--}15 \text{ \AA}$ . Фізичний механізм слабозв'язаного стану електрона відповідає переносу полярона великого радіусу, що складається з хвильових функцій високозбуджених рідбергівських станів кулонівського континууму, або класичним траєкторіям падіння електрона на центр.

Розглянемо з позиції активної атмосфери ефект екранування, використовуючи пряме визначення діелектричної константи як перенормованого заряду  $e^* = e/\epsilon$ , де  $e$  – заряд електрона;  $\epsilon$  – діелектрична стала.

Тоді, зіставляючи  $e^2/\epsilon r = (e^2/\epsilon r) \exp(-L/L_D)$ , отримуємо вираз для діелектричної проникності:

$$\epsilon = \exp(L/L_D), \quad (5.4.1)$$

Тут  $L_D$  — довжина дебаївського екранування (6–9 см для атмосфери); константа  $L$  співставляється із експериментальними величинами (концентрації електронів в  $\text{см}^{-3}$ ) та дорівнює порядку одного метра (75–110 см). Наприклад, для середніх приземних концентрацій  $\sqrt{n_- n_+} \sim 720 \text{ см}^{-3}$ :  $L_{720} = L_D \ln(\epsilon) = 6,2 \cdot \ln(2 \cdot 10^5) \sim 75,6 \text{ см}$ ; для середніх концентрацій на висотах 10–12 км —  $L_{1050} = L_D \ln(\epsilon) = 9,05 \cdot \ln(2 \cdot 10^5) \sim 110,4 \text{ см}$ .

Константу  $L$  можна інтерпретувати як довжину кулонівської кореляції хвиль щільного об'ємного заряду. Порядок величини  $L$  для страт атмосферних електронів та іонів дає спостережені осциляції щільності об'ємного заряду порядку 1–10 м.

При урахуванні ефекту середовища (самоузгодження по  $\epsilon$ ) введемо довжину дебаївського екранування  $L_{D\epsilon}$  в середовищі:

$$\frac{1}{L_{D\epsilon}^2} = \frac{1}{L_D^2} \cdot \frac{1}{\epsilon}.$$

Тоді співвідношення (4.4.1) переходить в дисперсійне рівняння для константи діелектричної проникності  $\epsilon(z)$ :

$$\varepsilon = \exp\left(\frac{z}{\sqrt{\varepsilon}L_D}\right) \text{ або } \sqrt{\varepsilon} \ln(\varepsilon) = \frac{z}{L_D}.$$

Вирішуючи трансцендентне рівняння, отримуємо для дійсної частини  $\varepsilon$  вираз  $W$ -функції Ламберта:

$$\varepsilon(z) = \frac{z^2}{4L_D^2 W\left(\pm \frac{z}{2L_D}\right)^2}.$$

Для випадку комплексної діелектричної проникності необхідно взяти квадратний корінь з комплексної величини і факторизувати рівняння для  $\varepsilon$  на дійсну і комплексну частини. Для стислості введемо позначення  $1/\sqrt{\varepsilon + i\eta} = 1/\sqrt{\varepsilon'} + 1/\sqrt{\eta'}$ . Тоді для двох параметрів  $\varepsilon$  та  $\eta$  отримаємо два дійсних рівняння

$$\varepsilon + i\eta = \exp\left(\frac{z}{\sqrt{\varepsilon'}L_D}\right) \cos\left(\frac{z}{\sqrt{\eta'}L_D}\right) + i \sin\left(\frac{z}{\sqrt{\eta'}L_D}\right). \quad (5.4.2)$$

Прийmemo таке наближення:  $\sqrt{\varepsilon'} \cong \sqrt{\varepsilon}$ , а  $\sqrt{\eta'} \cong \sqrt{\eta}$ . При використанні даного наближення можна переписати вираз (4.4.2) в наступному вигляді

$$\varepsilon = \exp\left(\frac{z}{\sqrt{\varepsilon'}L_D}\right) / \cos\left(\frac{z}{\sqrt{\eta'}L_D}\right).$$

При розв'язку, отримаємо рівняння для  $\varepsilon$  з урахуванням комплексної частини:

$$\varepsilon = \frac{z^2}{4L_D^2 W\left(\frac{z}{2L_D} \cos\left(\frac{z}{\sqrt{\eta}L_D}\right) \sqrt{\sec\left(\frac{z}{\sqrt{\eta}L_D}\right)}\right)}.$$

Графік залежності дійсної та комплексної частин діелектричної проникності  $\varepsilon$  для лінійного дебаївського наближення ( $L_D \sim 0,1$  м) представлено на рис. 5.4.1.

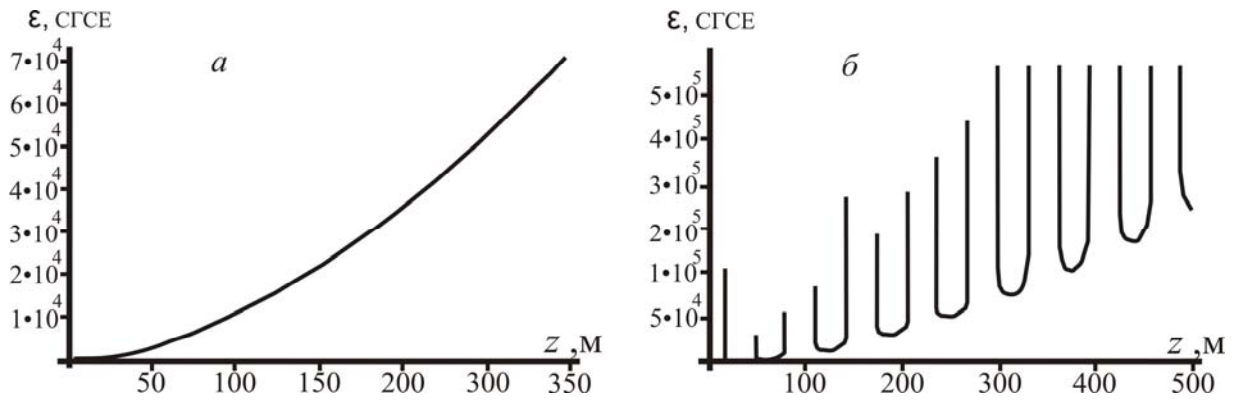


Рис. 5.4.1. Вертикальний хід дійсної (а) та уявної (б) просторової дисперсії діелектричної проникності  $\epsilon$ .

Як видно з рис. 5.4.1, б, урахування комплексної частини  $\epsilon$  призводить до областей локалізації, на відміну від лінійного тренда дійсної частини (рис. 5.4.2, а). Области локалізації мають характерний масштаб 50—100 м. Значення  $\epsilon$  по порядку величин добре узгоджуються між собою. Наприклад, при  $z \sim 350$  м значення дійсної частини  $\epsilon$  становить порядку  $8 \cdot 10^4$  СГСЕ, а значення комплексної частини  $\epsilon$  —  $1 \cdot 10^5$  СГСЕ.

При урахуванні надполяризованого середовища самоузгоджена довжина екранування Дебая  $L_{D\epsilon}$  збільшується на величину  $\sqrt{\epsilon}$  і для дійсної, і для уявної частин складе  $L_{D_e} = L_D \sqrt{\epsilon}$  и  $\Lambda_{D_e} = L_D \sqrt{\eta}$ . Оцінимо  $L_{D\epsilon}$ , використовуючи характерні значення середніх концентрацій, які отримані раніше ( $n_e, n_i \sim 720 \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon = 5000$  СГСЕ,  $\eta = 900$  СГСЕ):

$$L_{D_e} \sim 6,2\sqrt{5000} = 438 \text{ см}, \quad \Lambda_{D_e} \sim 6,2\sqrt{900} = 186 \text{ см}.$$

Для концентрації на висотах 10—12 км ( $n_e, n_i \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon = 5000$  СГСЕ,  $\eta = 900$  СГСЕ) отримаємо  $L_{D_e} \sim 640$  см;  $\Lambda_{D_e} \sim 271,5$  см. Таким чином, узгодження по  $\epsilon$  (ефект самополяризованості середовища) призводить до просторових осциляцій густини порядку 2—5 м. Просторова дисперсія функції діелектричної проникності  $\epsilon$  в околиці вузлових точок (квазірівноваги) з урахуванням ефекту середовища має полюси і представлена на рис.5.4.2.

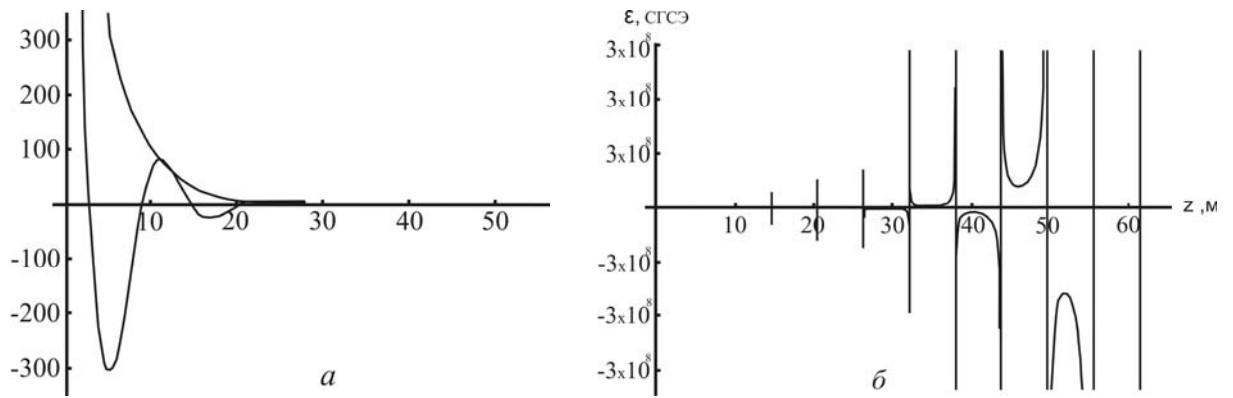


Рис. 5.4.2. Розподіл щільності електронів в околиці рівноважної координати з урахуванням самоузгодження по діелектричній постійній  $\epsilon$  (ефект середовища): *a* — просторова дисперсія діелектричної функції  $\epsilon$  ( $n \sim 1050 \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon = 5000$ ,  $\eta = 900$ ); *б* — полюси діелектричної функції, які відповідають вузловим точкам коливання щільності або точкам рівноваги ( $\Lambda = 3,142 \cdot 1,86 = 5,84$  м). При наявності декількох іонних компонент картина буде ускладнена серіями піків.

Першим лінійним ефектом самоузгодження по полю  $\epsilon$  класичне дебаївське екранування кулонівської взаємодії  $e^2/r \times \exp(-L/L_D)$ , при цьому високі значення  $\epsilon \sim 10^5 \div 10^6$  СГСЕ відповідають параметру ідеальності кулонівської плазми  $\gamma$  [Ткачев, Яковленко, 1997]

$$\gamma = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{k_B T} = \frac{e^2}{\epsilon r_e k_B T} = 6 \cdot 10^{-5}.$$

Тут  $e$  — заряд електрона;  $r_e$  — радіус електрона;  $n_e$  — концентрація електронів;  $k_B$  — константа Больцмана;  $T$  — температура;  $\epsilon$  — діелектрична проникність;  $e^2/r_e \sim k_B T$ , для надхолодної плазми  $e^2/r_e \sim (0,2 \div 0,02) k_B T$ .

Згідно з теоремою віріалу, середня кінетична енергія повинна дорівнювати половині потенційної енергії  $\langle K \rangle = -\frac{1}{2} \langle \Pi \rangle$ . Отже в середній потенційної енергії  $\langle \Pi \rangle$  беруть участь електрони всієї сфери екранування:

$$\frac{4}{3} \pi e n_0 L_D^3 = 900 \text{ см}^3 \cdot 720 \text{ е/см}^{-3} = 6,5 \cdot 10^5 \text{ е}.$$

Фізично, в цьому випадку, теорема віріалу реалізується шляхом колективізації потенційної енергії електронів в межах сфери екранування, що і дає множник порядку  $10^5$ . Ступінь динамічного перемішування траєкторій можна оцінити, взявши відношення термічної швидкості електронів 90 км/с до дрейфової швидкості 2—5 км/с, що складе 40. Це говорить про те, що поряд із зв'язаними електронами присутні траєкторії орбітування електронів.

Другим аспектом самоузгодження є факт ненайквістовських [Китель, 1977] флуктуацій потенціалу глобального ланцюга атмосфери ( $\geq 4k_B T$ ) або узгодження ланцюга по імпедансу  $\langle \Delta U^2 \rangle V^2 \sim 4k_B T \cdot R \Delta f$ . Залежність середньоквадратичної величини напруги від опору має наступні величини [Китель, 1977]:  $\langle \Delta U^2 \rangle V^2 \sim 5 \cdot 10^{-12} V^2$  або  $\langle \Delta U \rangle \sim 10^{-6} V$ , при  $R \sim (500—1000) \text{ Ом} \cdot \text{м} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ СГСЕ}$  та  $\Delta f \sim 10^6 \text{ Гц}$ .

Натурні спостереження при омичному опорі  $2 \cdot 10^{-2} \text{ СГСЕ}$ , (200—300 Ом·м) фіксують флуктуації напруги порядку  $\pm(4—6) \text{ В/м}$  (спокійна погода) ([www.kakioka-jma.go.jp](http://www.kakioka-jma.go.jp)) та  $\pm 100 \text{ кВ/м}$  (розвиток шторму) [Leblanc et al., 2008; Stolzenburg et al., 2015]. Візуальний аналіз експериментальних кривих показує, що система знаходиться в області сильних флуктуацій, далеких від теплових шумів Найквіста. Поляризаційна перебудова системи проходить через область критичних флуктуацій.

Флуктуації по току глобального ланцюга атмосфери не є тепловими флуктуативно—дисипативною теоремою. Це на 100% перевищує фон стандартних флуктуацій  $(0,2—1,5) \cdot 10^{-11} \text{ А/м}^2$  [Holzworth et al., 2005]. Таким чином, в нашому випадку діелектрична функція умовно відповідає неявному усередненню по флуктуаційному спектру  $\Delta(\omega)$  ненайквістовського характеру  $\langle \varepsilon(r) \rangle = \int \Delta(\omega) \varepsilon(\omega, r) d\omega$ , де  $\Delta(\omega)$  — натурний розподіл щільності флуктуацій  $\Delta f$ ; тобто визначається  $\varepsilon$ , що є параметром середнього поля в сенсі натурального усереднення.

У використаних вище (див. розділ 4.2, 4.3) вертикальних профілях напруженості електричного поля атмосфери згладжування натурального сигналу проводиться неявними ємностями RC приладової частини електричних

флюксометрів [Имянитов, 1957]. Відповідно, як параметр теорії використовується середня лінія напруженості поля. Інакше кажучи, глобальний електричний ланцюг не є жорсткою по розподіленім ємнісним і індуктивним параметрам. Розподілені ємнісні та індуктивні параметри електрично—активної частини атмосфери містяться в неявній формі в функціях комплексної діелектричної проникності  $\epsilon$  як динамічної змінної.

### 5.5. Динамічне узгодження. Комплексне наближення.

*Лінійне наближення.*

Розглянемо динамічне узгодження діелектричної проникності  $\epsilon$ , записавши рівняння Пуассона у лагранжевій формі

$$L[\varphi, \nabla \varphi, \epsilon] = \int \frac{1}{4\pi} \left( \frac{1}{2} \nabla \varphi \cdot \epsilon \nabla \varphi - \rho_0 \cosh \left( \frac{e\varphi}{k_B T \epsilon} \right) \right) d^3 r, \quad (5.5.1)$$

де  $\rho_0 = en_0$  – середня концентрація вільних зарядів;  $e$  – заряд електрона,  $\varphi$  – потенціал,  $k_B$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $\epsilon$  – діелектрична проникність.

Зробивши варіювання виразу (5.5.1) за діелектричною проникністю  $\delta L / \delta \epsilon$  маємо:

$$\frac{1}{2} (\nabla \varphi)^2 - 4\pi \rho_0 \sinh \left( \frac{e\varphi}{k_B T \epsilon} \right) \left( \frac{e\varphi}{k_B T \epsilon^2} \right) = 0. \quad (5.5.2)$$

Якщо розглядати рівняння (5.5.2) як рівняння відносно потенціалу  $\varphi$ , то отримаємо рівняння Гамільтона–Якобі, якщо ж відносно  $\epsilon$  — то трансцендентне рівняння для даного потенціалу  $\varphi$ . Вираз (5.5.2) має ряд наближень поблизу особливої точки.

Розглянемо ряд наближень для рівняння (5.5.2). Розкладемо гіперболічний синус по параметру порядку  $\psi = \varphi / \epsilon \varphi_0$  до лінійного члена при умові  $\sinh(\psi) \leq 1$ :

$$\sinh\left(\frac{e\varphi}{k_B T \varepsilon}\right) \approx \frac{e\varphi}{k_B T \varepsilon}.$$

Тоді рівняння (5.5.2) можна записати

$$\frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 - 4\pi\rho_0\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)^2 \frac{1}{\varepsilon^3} = 0, \quad (5.5.3)$$

де  $\varphi_0 = k_B T \varepsilon / e$ . Перетворивши вираз (5.5.3), отримаємо вираз для локальної діелектричної проникності:

$$\varepsilon = \left(\frac{(\nabla\varphi)}{\varphi}\right)^{2/3} \sqrt[3]{\frac{8\pi\rho_0}{\varphi_0^2}} \quad (5.5.4)$$

*Кубічне наближення.*

Для отримання асимптотичної формули локальної діелектричної проникності  $\varepsilon$  розкладемо гіперболічний синус по параметру порядку  $\psi$  до кубічного члена при умові  $\sinh(\psi) \geq 1$ :

$$\sinh\left(\frac{\varphi}{\varphi_0 \varepsilon}\right) \cong \frac{1}{6}\left(\frac{\varphi}{\varphi_0 \varepsilon}\right)^3. \quad (5.5.5)$$

Після перетворення виразу (5.5.5) отримаємо асимптотичну формулу для локальної діелектричної проникності  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \left(\frac{(\nabla\varphi)}{\varphi}\right)^{3/5} \sqrt[5]{\frac{8\pi\rho_0}{\varphi_0^3}}. \quad (5.5.6)$$

*Експоненціальне наближення.*

Приведемо точний розв'язок  $\varepsilon$  при умові, що  $\sinh(\varphi/\varphi_0) \cong \exp(-\varphi/\varepsilon\varphi_0)$ , тоді вираз для локальної діелектричної проникності  $\varepsilon$  прийме вигляд

$$\varepsilon = \frac{\varphi}{2\varphi_0} \frac{1}{W\left(\frac{\varphi}{2\varphi_0} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \nabla\varphi\right)}. \quad (5.5.7)$$

*Рівняння першого порядку для  $E$  в кубічному наближенні.*

У приземному шарі атмосфери, де проявляється електродний ефект земної поверхні, умови розвитку електричних процесів відмінні від умов їх розвитку в вільній атмосфері. Товщина шару, в якому проявляється електродний ефект земної поверхні, може становити від 0,1 до сотень метрів [Красногорская, 1972].

Щоб описати електродний ефект, розглянемо рівняння першого порядку для  $E$  в кубічному наближенні за параметром порядку  $\psi$ :

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi\rho_0 \exp\left(-\frac{E^{2/3}}{(4\pi\rho_0)^{1/3}}\right). \quad (5.5.8)$$

Рівняння (5.5.8) виражається через математичний апарат спеціальних функцій сімейства  $\text{Erfi}$ .

На рис. 5.5.1 представлений розрахунок діелектричної проникності, розрахований за результатами модельного (5.5.6) і чисельного двоточкового дипольного наближення (5.3.2) за натурними даними до висоти 6 км.

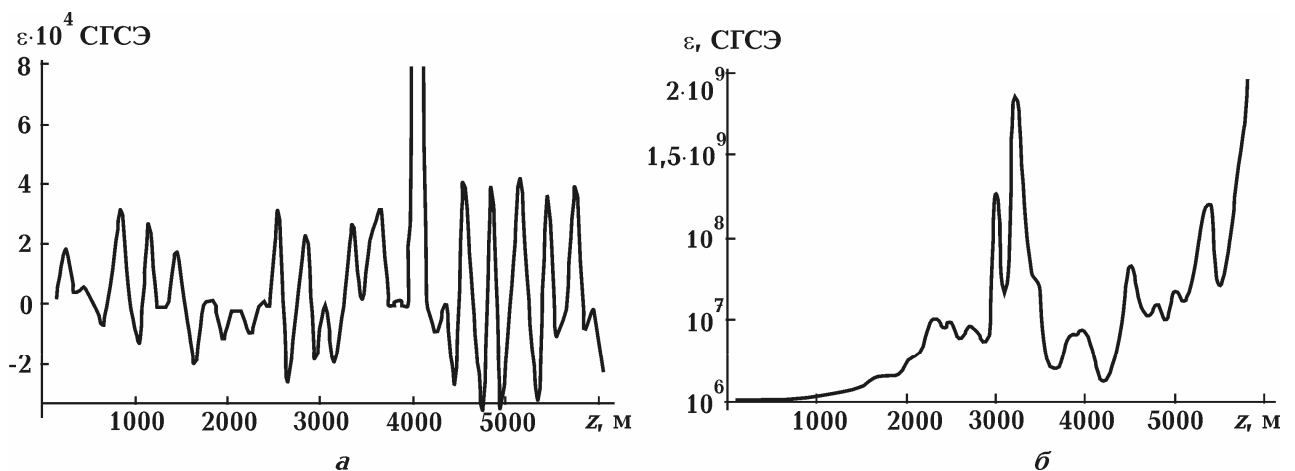


Рис. 5.5.1. Чисельний (а) і аналітичний (б) розрахунок діелектричної константи  $\epsilon$ .

## Висновки до розділу 5

Стандартне визначення діелектричної проникності для твердих і рідких діелектриків описує сильнозв'язаний (молекулярно локалізований) електрон з дискретним спектром енергії зв'язку порядку 10–20 еВ та внутрішніми



молекулярними полями  $10^8$ – $10^9$  В/см. Осциляторна модель працює в разі сильно поляризованого багаточастинкового вакууму і відповідає експериментальним значенням  $\varepsilon$  від 1 до 10 СГСЕ.

Величини фізичної поляризуємості  $10^5$ – $10^7$  СГСЕ можна досягнути, якщо як базисну взяти ізотопічну екстраполяцію для протонної поляризуємості водяних кластерів в околі критичної точки, що складає  $10^3$ – $10^4$  СГСЕ [Вул, 1946]. В некритичних точках  $\varepsilon \sim 100$  СГСЕ, а для різних форм води та льоду  $\varepsilon \sim 78 \div 87$  [Справочник ..., 1966]. Поведінка непов'язаних електронів відповідає моделі аномальної дисперсії металів [Соколов, 1961].

Так, після перенормування  $\varepsilon$  для сольватованого рідбергівського електрону, отримаємо  $100 \cdot (m_p/m_e) = 2 \cdot 10^5$ , а для електрону, пов'язаного з центром мас пастки,  $100 \cdot (m_p/m_e)^{1/2} = 2 \cdot 10^3$ . Відомо, що для протонних діелектриків протони є аномально рухливими, їх рух інфінітний, що становить основу профілю лінії ЯМР–ПМР спектроскопії і дейтерієвого заміщення [Гюнтер, 1984]. Важливо відзначити, що ізотопна оцінка  $\varepsilon$  приведена для критичної точки фазових переходів і конденсованої фази. Відомо, що в околі критичної точки флуктуації подібні для різних фізико—хімічних систем (критерій подібності) [Вул, 1946]. Для протонних діелектриків  $\varepsilon \sim 10^4 \div 10^5$  СГСЕ.

Операційно ми маємо справу із масивним нелінійним скалярним полем в околі критичної точки за типом структурного фазового переходу. Аномальні флуктуації виступають тут як аналог критичної опалесценції в теорії фазових переходів першого роду. Такі точки на фазових діаграмах характеризуються надчутливістю або розвиненими флуктуаціями. Для кулонівської ідеальної ультрахолодної плазми перехід до стратифікованого стану широко відомий в дослідженнях з газового розряду [Sukhinin, Fedoseev, 2006]. Відзначимо, що стратифікація відбувається в поляризаційній таунсендовській області і включає зміни, пов'язані з потенціалом змінних, тобто власне  $\varepsilon$ . Це явище спонтанної поляризації на тлі м'якої гравітаційної моди ( $\lambda \sim 4,5 \div 8$  км) і становить сутність стратифікації водяної пари в атмосфері Землі.

Зміна глобальної структури стратифікації електричного поля неминуче призведе до зміни горизонтів глобального міжконтинентального переносу вологи.

Профіль просторової дисперсії  $\varepsilon$  в околі страт проявив характер дипольних або мультидипольних шарів. Ці шари власне і зберігають стабільність оболонки конденсатора глобального ланцюга атмосфери. Стабільність підтримується макрофлуктуаціями поля і потенціалу м'якої моди, зареєстрованими в багатьох незалежних експериментах, і не є найквістовськими шумами. В околі страт флуктуації  $\varepsilon$  досягають максимальних значень.

Після вводу  $\varepsilon$  як динамічної змінної, необхідно зауважити, що низькоенергетичний формфактор електрона (основна поляризованість частки) не є функцією Гріна для рівняння Пуассона з жорсткою правою частиною (законом Кулона). Сам закон Кулона визначено для електронів хімічно пов'язаних в молекулах діелектриків, в яких ширина забороненої зони становить 15–20 еВ, з енергією зв'язку  $\sim 10$  еВ та внутрішніми молекулярними полями  $\sim 10^8 \div 10^9$  В/см на атомних відстанях порядку  $5,2 \cdot 10^{-9} \div 10^{-8}$  см.

Можна припустити, що в нашому випадку хвильова функція електрона в полі являє собою здатність до поляризації багаточасткового фізичного вакууму в неермітовій квантовій механіці рівняння Гордона.

Перехід до комплексного рівняння означає додавання дисипативних множників до різниці фаз елементарного осцилятора Гордона або, навпаки, додавання фазових множників до больцманівської експоненти. Зауважимо, що функція квазівільного електрона визначається потенціалом «оточення»  $\varphi$  та термічними флуктуаціями  $\varphi_0$  основного стану багаточасткової системи. Зокрема, в «середовищі» (де повна енергія електростатичного поля  $W$  дана як  $W = 1/2(\mathbf{E}\mathbf{D})$ , де  $E$  — напруженість поля,  $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$ ) поляризаційний формфактор одного електрона в комплексному наближенні гіперболічного

рівняння Пуассона представлено у вигляді  $\sinh(\varphi/\varepsilon\varphi_0) = 1/\varepsilon$ . Канонічна спеціальна функція, яка обертає дане рівняння, нетабульована.

Теоретично система переохолодженої рідбергівської підсистеми атмосфери представлена як напівквантовий об'єкт на рівні рівняння середнього поля. Зміна хвильових пакетів електронів, пов'язаних із термостатом, відбувається за рахунок фазових зсувів, так як передача імпульсу при таких енергіях мінімальна. Високі та надвисокі швидкості дрейфу електронів в щільних газах спостерігаються власне за рахунок відсутності прямої передачі імпульсу.

Інтерпретація хвильової функції в цьому контексті пропонується з позиції поляризації багаточастинкового стану фізичного вакууму, а саме як фазовий множник поляризації фізичного вакууму за типом функції Гінзбурга—Ландау  $\delta$  (ступінь когерентності рідбергівських станів молекул повітря). Легко поляризований електрон самоузгоджується за формою і величиною делокалізації і являє собою рідбергівський полярон. Великі величини  $\varepsilon$  дають підстави припустити, що загальмований фізичний електрон при  $\varphi \rightarrow 0$  має аномально високу поляризуємість і мобільність форми (рідбергівський стан при великих  $n$ ), що не редукується до поведінки точкового заряду (функція Гріна для рівняння Пуассона) при великих молекулярних полях.

Можна припустити, що система масштабована наступними ефектами: а) великі константи  $\varepsilon$  прямо пов'язуються з оже—процесами іонізації швидкими частинками, пропорційними кількості високозбуджених рідбергівських молекул; б) глобальною хвилею поляризації теплових електронів в гравітаційному полі  $\lambda \sim 8,5$  км; в) колективними нелінійними плазмовими модами — брізерними рішеннями рівняння sh—Гордона  $\sim 124$  м; г) іонно—звуковими коливаннями нелінійного резонансу  $\sim 2,5$  м.

Стабільність електронного розподілу надає квазікласичний характер руху теплових електронів і ефект дипольної блокади рідбергівських

електронів, що приводить до великих часів існування високозбуджених основних молекул повітря.

### Перелік використаних джерел до розділу 5

1. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. **2012**. Т. 34. № 3. С. 145–154. DOI: <https://doi.org/10.24028/gzh.0203-3100.v34i3.2012.116652>.
2. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно–ионной подсистемы атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**,а Т. 35. № 2. С. 111–126. DOI: <https://doi.org/10.24028/gzh.0203-3100.v35i2.2013.111345>.
3. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. **2013**,б. Т. 35. № 4. С. 140–153. DOI: <https://doi.org/10.24028/gzh.0203-3100.v35i4.2013.111431>.
4. Востриков А.А., Дубов Д.Ю. Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам I. Образование  $(\text{CO})_N^-$ . *ЖТФ*. **2006**. Т. 76. № 5. С. 8–15.
5. Востриков А.А., Дубов Д.Ю. Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам II. Образование  $(\text{H}_2\text{O})_N^-$ ,  $(\text{N}_2\text{O})_N^-$ ,  $(\text{N}_2)_N^-$ . *ЖТФ*. **2006**. Т. 76. № 12. С. 2–15.
6. Вул Б.М. Вещества с высокой и сверхвысокой диэлектрической проницаемостью. *УФН*. **1946**. Т. 46. Вып. 3. С. 541–552.
7. Гинзбург В.Л., Мотулевич Г.П. Оптические свойства металлов. *УФН*. **1955**. Т. 55. Вып. 4. С. 469–535.
8. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Карпов И.В. Химическая физика верхней атмосферы. *Химическая физика*. **2011**,а. Т. 30. № 5. С. 33–60.

9. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Карпов И.В. Микроволновое излучение атмосферы, индуцированное импульсным гамма-источником. *Химическая физика*. **2011**, б. Т. 30. № 5. С. 61–74.
10. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Козловский А.В. Влияние магнитного поля анодного тока на движение электронов в триоде с виртуальным катодом. *ЖТФ*. **2006**. Т. 76. № 9. С. 55–58.
11. Гюнтер Х. Введение в курс спектроскопии ЯМР. Москва: Мир, **1984**. 478 с.
12. Демехин Ф.В., Омеляненко Д.В., Сухоруков В.Л., Демехина Л.А., Вернер Л., Килих В., Эресман Э., Шморанцер Х., Шартнер К.Х. Интерференционные эффекты в процессах резонансного возбуждения  $1s \rightarrow \pi^*$  молекулы NO. *Журнал структурной химии*. **2008**. Т. 49. Приложение s67–s76.
13. Дубов Д.Ю., Востриков А.А. Дипольный захват медленного электрона. *Письма в ЖЭТФ*. **2007**. Т. 86. № 7. С. 520–524.
14. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. Москва: Наука, **1984**. 272с.
15. Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А., Хихлуха Д.Р. Взаимодействие ридберговских атомов с медленными электронами. *Физическое образование в вузах*. **2010**. Т. 16. № 2. С. 116–121.
16. Игнатов А.М., Коротченко А.И., Макаров В.П., Рухадзе А.А., Самохин А.А. Об интерпретации вычислительного эксперимента с классической кулоновской плазмой. *УФН*. **1995**. Т. 165. № 1. С. 113–117.
17. Имянитов М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Москва: Гостехиздат, **1957**. 483 с.
18. Имянитов И.М., Чубарина Е.В. Годовой ход электрического потенциала атмосферы на высоте 6000 м и заряда столба воздуха в слое 0—6000 м. Труды ГГО. **1964**. Вып. 157. С. 9–21.
19. Имянитов И.М., Чубарина Е.В. Электричество свободной атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, **1965**. 240 с.

20. *Киттель Ч.* Статистическая термодинамика. Москва: Наука, **1977**. 336 с.
21. *Красногорская Н.В.* Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Ленинград: Гидрометеиздат, **1972**. 323 с.
22. *Кузнецов С.П.* Нелинейная динамика лампы обратной волны. *Изв. вузов. «ПНД»*. **2006**. Т. 14. № 4. С. 3–35.
23. *Колоколов В.П.* Концентрация легких ионов в вейковом в зависимости от направления ветра. *Труды ГГО*. **1977**. Вып. 350. С. 137–139.
24. *Коняев К.В.* Спектральный анализ случайных процессов и полей. Москва: Наука. **1973**. 168 с.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Москва: Наука, **1982**. 624 с.
26. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Физическая кинетика. Москва: Наука, **1979**. 528 с.
27. *Лихачев К.К., Ульрих Б.Т.* Система с джозефсоновскими контактами: основы теории. Москва: МГУ, **1978**. 446 с.
28. *Лундин Б.В.* Нелинейные взаимодействия ленгмюровских волн в слабонеоднородной плазме. *ПМТФ*. **1972**. № 6. С. 7–13.
29. *Материалы* измерений элементов атмосферного электричества за 1957–1959 гг. // Под ред. И.М. Имянитова. Ленинград: Гидрометеиздат. **1963**. 339 с.
30. *Материалы* наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным самолетного зондирования в период международного геофизического года и международного геофизического сотрудничества 1958—1959 гг. // Под ред. И.М. Имянитова. Ленинград: Гидрометеиздат. **1963**. 228 с.
31. *Материалы* наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1971–1972 (Япония). Ленинград, **1974**. 52 с.
32. *Мареев Е.А.* Достижение и перспективы исследований глобальной электрической цепи. *УФН*. **2010**. Т. 180. № 5. С. 527–534.

33. *Мотулевич Г.П.* Оптические свойства поливалентных непереходных металлов. *УФН*. **1969**. Т. 97. Вып. 2. С. 211–256.
34. *Павлов П.П.* Изменения ионизации воздуха в Симеизе и Качивели летом 1934 и 1935 гг. *Журнал геофизики*. **1937**. Т. 7. Вып. 2–3. С. 213–223.
35. *Парамонов Н.А.* Некоторые результаты наблюдений за градиентом электрического потенциала в атмосфере над территорией Советского Союза. *Труды ГГО*. **1956**. Вып. 58(120). С. 81–99.
36. *Рабинович М.И. Фабрикант А.Л.* Стохастическая автомодуляция волн в неравновесных средах. *ЖЭТФ*. 1979. Т. 77. № 2(8). С. 617–629.
37. *Рабинович М.И. Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. Москва: Наука, **1984**. 431 с.
38. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. Москва: Наука, **1976**. 496 с.
39. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. Москва: Наука, **1978**. 464 с.
40. *Смирнов Б.М.* Возбужденные атомы. Москва: Энергоиздат, **1982**. 232 с.
41. *Соколов А.В.* Оптические свойства металлов. Москва: Ф.–М. литературы, **1961**. 464 с.
42. *Справочник химика Т.1/* Под ред. Никольского Б.П. Москва–Ленинград, **1966**. 1073 с.
43. *Таблицы физических величин.* Справочник /Под ред. акад. И.К. Кикоина. Москва: Атомиздат, **1976**. 1008 с.
44. *Ткачев А.П., Яковленко С.И.* О коллективных колебаниях метастабильной переохлажденной плазмы. *Краткие сообщения по физике ФИАН*. **1995**. № 11–12. С. 67–72.
45. *Ткачев А.П., Яковленко С.И.* Стохастическое взаимодействие и релаксация классической кулоновской плазмы. *Письма в ЖТФ*. 1997. Т. 23. № 17. С. 68–76.
46. *Трофимова Т.И.* Курс физики. Москва: Высш. школа, **2006**. 560 с.

47. *Фрелих Г.* Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. Москва: Изд-во иностранной литературы, **1960**. 251 с.
48. *Церфас К.Э.* Электрические характеристики атмосферы в вертикальном разрезе в Ташкенте по наблюдениям в период МГГ. // *Материалы конференции по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959)* // Под ред. К.Т. Логвинова. Москва: Гидрометеоздат (отделение), **1961**. С. 260–274.
49. *Vychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I.* **2010**. The Atmosphere and Ionosphere. Dynamics, Processes and Monitoring. Springer, 378 p.
50. *Comparat D., Pierre P.* **2010**. Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample. *Journal of The Optical Society of America B-optical Physics*. 27. Issue 6, A208–A232. doi:10.1364/JOSAB.27.00A208.
51. *Hikosaka Y., Kaneyasu T., Shigemasa E.* **2008**. Formation of metastable fragments around the Cl 2p ionization thresholds of HCl. *Journal of Korean physical society*. 53. Issue 6, 3798–3801. <https://doi.org/10.3938/jkps.53.3798>.
52. *Holzworth R.H., Bering E.A., Kokorowski M.F., Lay E.H., Reddell B., Kadokura A., Yamagishi H., Sato N., Ejiri M., Hirose H., Yamagami T., Torri S., Tohyama F., Nakagawa M., Okada T., Dowden R.L.* **2005**. Balloon observations of temporal variation in the global circuit compared to global lighting activity. *Adv. Space Res.* 36, 2223–2228. doi:10.1016/j.asr.2005.07.009.
53. *Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G., Lebreton J.P., Blanc M.* **2008**. Planetary Atmospheric Electricity. Springer, 535 p.
54. *Murillo M.S., Bergeson S.D.* **2015**. Ultracold neutral plasmas well into the strongly coupled regime. *Advances in atomic, molecular, and optical physics*. 64, 223–271. DOI: 10.1016/bs.aamop.2015.04.001.
55. *Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., Jr., Long L.L., Querry M.R.* **1987**. Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths. *Applied Optics*. 26. Issue 4, 744–752. <https://doi.org/10.1364/AO.26.000744>.



56. Robert-de-Saint-Vincent M., Hoffman C.S., Schempp H., Gunter G. Whitlock S., Weidemuller M. **2013**. Spontaneous avalanche ionization of a strongly blockaded rydberg gas. *Physic review letter*. 110. Issue 4, 0450041–0450045. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.045004>
57. Sukhinin G.I. Fedoseev A.V. **2006**. A self-consistent kinetic model of the effect of striation of low-pressure discharges in inert gases. *High temperature*. 44. Issue 2, 157–165. DOI: 10.1007/s10740-006-0019-x.
58. Stolzenburg M., Marshall. T.C., Krehbiel P.R. 2015. Initial electrification to the first lightning flash in New Mexico thunderstorms. *Journal of geophysical research: Atmospheres*. 120. Issue 21, 11,253–11,276. <https://doi.org/10.1002/2015JD023988>
59. Teixeira R.C., Hermann—Avigliano C., Nguyen T.L., Cantat—Moltrrecht T., Raimond J.M., Haroche S., Gleyzes S., Brune M. **2015**. Microwaves probe dipole blockade and van der Waals forces in a cold rydberg gas. *Physical review letters*. 115. Issue 1–3, 013001–013005. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.013001.

## РОЗДІЛ 6. ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОФІЗИЧНИХ І ЕЛЕКТРИЧНИХ ПРОЦЕСІВ У ХМАРАХ НА ОСНОВІ ТРИВИМІРНОГО ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

### 6.1. Діагностичні моделі. Загальна система рівнянь

Початкові і граничні умови значною мірою є основоположними у процесі постановки завдання, визначенні його мети і способу реалізації. Тому для кожного типу моделей (одномірні, двовимірні і тривимірні) початкові і граничні умови вимагають окремого розгляду.

Тривимірні діагностичні чисельні моделі будувалися у лагранжевій системі координат, при цьому використовувалися дані зондування регулярної мережі спостережень заданої області та прилеглих територій у заданий момент часу і найближчих за часом термінів спостережень. Модель була сформульована для побудови початкових полів метеорологічних величин для проведення серії чисельних експериментів, в яких досліджувалися взаємодії динаміки, термодинаміки і мікроструктури фронтальних хмарних систем у процесі їхньої еволюції.

Система рівнянь, яка описує стаціонарний атмосферний фронт, має вигляд [Пирнач, 2008]

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x} + v \frac{\partial u^*}{\partial y} + w \frac{\partial u^*}{\partial z} = lv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (6.1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} + \rho \frac{\partial v^*}{\partial y} = 0, \quad (6.1.2)$$

$$u^* \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma_a w, \quad (6.1.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = -A(z) \exp(-\mu_t |x - X_\phi|), \quad (6.1.4)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -g\rho, \quad \rho = \frac{P}{RT}, \quad (6.1.5)$$

$$q = q_{s1}(T)q_{r0}, \quad X_\phi = X_1 + k_\phi z. \quad (6.1.6)$$

Система (6.1.1–6.1.6) включає в себе наступні змінні:  $u, v, w$  — складові швидкості вітру по осях  $x, y, z$ ;  $u^* = u_f + u$ , де  $u_f$  — задана швидкість переміщення фронту;  $T$  — температура;  $P$  — тиск;  $q$  — вологість;  $q_{r0}$  — швидкість зміни відносної вологості з часом;  $q_{s1}$  — насичувальна вологість відносно води;  $\rho_v$  — щільність повітря;  $R$  — газова стала;  $\mu_t$  — параметр згасання градієнтів температури в теплій і холодній масі;  $X_\phi$  — горизонтальна координата фронтальної поверхні;  $X_l$  — координата лінії фронту при  $z = 0$ ;  $k_\phi$  — котангенс кута нахилу поверхні фронту до земної поверхні;  $A_T$  — максимальний горизонтальний градієнт температури на рівні  $z$ .

Для урахування орографії в моделі використовується  $Z$ -сигма система координат  $(\xi, \eta, \zeta)$  [Kasahara, 1974; Степаненко, 1998], яка дозволяє врахувати форму рельєфу і зберігати постійною висоту площини, що обмежує зверху область інтегрування. У діагностичних моделях урахування орографії здійснювалося побудовою полів метеорологічних елементів у декартовій системі координат без урахування орографії [Паламарчук, Пирнач, 1992; Белокобыльский, 2004; Пирнач, 2008], потім шляхом інтерполяції проводився перерозподіл значень невідомих величин у точки сітки  $Z$ -сигма системи координат  $\xi, \eta, \zeta$ . Значення координат  $\xi, \eta, \zeta$  для точок  $x, y, z$  розраховуються за формулами

$$\xi = x, \quad \eta = y, \quad \zeta = \frac{(z - \sigma)H}{H - \sigma},$$

де  $\sigma$  — висота рельєфу, яка залежить від  $x$  та  $y$ ;  $H$  — максимальна висота у вибраній сітці розрахунку.

Вирази для тиску, вертикальних рухів і щільності повітря у  $Z$ -сигма системі координат мають вигляд

$$\frac{\partial \rho u}{\partial \xi} + \frac{\partial \rho v}{\partial \eta} + \frac{\partial \rho w}{\partial \zeta} = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial \zeta} = -g G_0 \rho,$$

$$w = \frac{G_1 u + G_2 v + w'}{G_0},$$

$$G_0 = 1 - \frac{\sigma}{H}, \quad G_1 = \sigma_x \left( \frac{\xi}{H} - 1 \right), \quad G_2 = \sigma_y \left( \frac{\xi}{H} - 1 \right),$$

де  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  — похідні від функції  $\sigma$ .

При побудові вертикальних розрізів атмосфери вибиралася система координат при  $x=0$  для заданого пункту. Осі  $x$  та  $z$  спрямовані по нормалі до лінії фронту і перпендикулярно до землі, вісь  $y$  — паралельно фронту.

Для кожного пункту зондування знаходимо тимчасові розрізи в системі координат  $(z, t)$  з початком координат у точці  $(z_0, t_0) = (0, t_m)$ , де  $t_m$  — обраний момент часу, а також найближчий до проходження фронту над обраним пунктом. На початковому етапі обчислюємо проекції швидкості  $u$  і  $v$  на осі  $x$  та  $y$ :

$$u = \langle c \rangle \cos(\alpha - \alpha_1), \quad v = -\langle c \rangle \sin(\alpha - \alpha_1),$$

де  $\langle c \rangle$  — середня швидкість вітру;  $\alpha$  — азимут швидкості вітру у даній точці;  $\alpha_1$  — азимут осі  $x$ . Далі, значення проекцій швидкості вітру  $u$  і  $v$ , температури  $T$ , відносної вологості  $q$ , тиску  $P$ , отримані в моменти часу  $t_i$  ( $i$  — номер моменту, починаючи з найбільш раннього), інтерполюються у вузли сітки  $z_k, t_i$  ( $k$  — номер вузла по  $z$ ) з рівномірним числом по  $z$  ( $\Delta z = 100$  м). Таким чином, після інтерполяції отримуємо набір тимчасових розрізів атмосфери для всіх обраних пунктів зондування.

Наступним завданням є переміщення точок зондування, які відповідають різним моментам часу, у вихідне положення, відповідне моменту  $t_m$ . При цьому передбачається, що кожна точка у своєму русі зберігає незмінними метеорологічні характеристики за час між двома найближчими зондуваннями і вертикальну координату. Для визначення координат  $x$  та  $y$  будь-якої точки набору зондування для кожного пункту вирішується система рівнянь руху в лагранжевій системі координат:

$$\frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{dy}{dt} = v,$$

з початковими умовами  $x = X_c$ ,  $y = Y_c$ , при  $t = t_m$ , де  $X_c$ ,  $Y_c$  — координати пунктів зондування. На бічних межах області вважається, що  $x = X_m$ ,  $y = Y_m$ . Зазвичай  $X_m$  та  $Y_m$  дорівнюють максимальним значенням  $x$  та  $y$ , хоча цілком можливе довільне задання  $X_m$  та  $Y_m$ . Отримані таким чином набори точок з координатами  $(x, y)$  використовуються для побудови координатних сіток із заданими кроками  $x, y, z$ . Обчислення значень величин, які шукаються, у точках координатної сітки проводяться за допомогою лінійної інтерполяції. При цьому використовуються точки з відомими значеннями  $x$  та  $y$ , які розташовані на найближчій відстані від обчислюваної точки і задовільняють умови

$$x_a \leq x_i \leq x_b, \quad y_a \leq y_i \leq y_b. \quad (6.1.7)$$

Якщо ці умови не виконуються, береться наступна точка з послідовності точок, розташованих у ряд у міру збільшення відстані від обчислюваної точки. Якщо умови (6.1.7) не задовільняються, обчислюваній точці присвоюють значення величин, які відповідають найближчій точці з відомими координатами. Надалі за розрахованими полями метеорологічних величин обчислюються значення незмінних величин, які характеризують фронтальні системи. Детально з методикою побудови одномірних, двовимірних і тривимірних стаціонарних моделей можна ознайомитися у працях [Акимов и др., 1984; Паламарчук, 1990; Паламарчук, Пирнач, 1992; Пирнач, 2008].

## 6.2 Тривимірна прогностична модель фронтальної хмарності

Мікрофізичні і термодинамічні процеси у фронтальних хмарах є предметом тривалих досліджень впродовж багатьох років різними науковими групами [Hobbs, 1975; Буйков, 1978; Матвеев, 1981, 1984; Пирнач, 2008; Ruppacher, 2010]. В останнє десятиліття такі дослідження стають особливо актуальними, оскільки зростає кількість несприятливих метеорологічних явищ, їх інтенсивність й обсяги збитків.

Для моделювання еволюції мезомасштабних хмарних утворень у часі і просторі використовується система інтегродиференційних рівнянь, які описують динаміку і термодинаміку атмосфери, а також мікрофізичні параметри хмар. Система рівнянь включає в себе рівняння руху повітря, нерозривності, рівняння для температури і вологості, кінетичні рівняння для функцій розподілу хмарних частинок і частинок опадів за розмірами [Белокобыльский и др., 2004; Пирнач, 2008]. Хмарна мікрофізика формувалася шляхом нуклеації пару на ядрах конденсації і льодоутворення з наступним зростанням (випаровуванням) частинок шляхом конденсації. Включалися також процеси замерзання крапель, озернення кристалів, коагуляції великих крапель з дрібними і т. д. За отриманими із системи рівнянь характеристиками за допомогою співвідношень, запозичених з праці [Хргиан, 1969], обчислювалися значення ентропії з її похідною у задані моменти часу [Белый, 2010].

Базові рівняння тривимірної прогностичної моделі включають у себе такі рівняння руху [Пирнач, 2008]:

$$du/dt = lv - P_x/\rho + \Delta u, \quad (6.2.1)$$

$$dv/dt = l(u + u_f) - P_y/\rho + \Delta v, \quad (6.2.2)$$

$$dw/dt = -g - P_z/\rho + \Delta w. \quad (6.2.3)$$

Тут  $u, v, w$  — проекції швидкості вітру на осі  $x, y, z$ ;  $P_x, P_y, P_z$  — градієнти тиску за координатами  $x, y, z$ ;  $l$  — прискорення Кориоліса;  $g$  — сила тяжіння;  $\rho_n$  — щільність повітря.

Система рівнянь, яка описує зміну температури, вологості та розподіл крапель за розмірами має вигляд [Пирнач, 2008]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \omega \frac{\partial T}{\partial z} = k_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \gamma_a \omega + \alpha \varepsilon, \quad (6.2.4.)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \omega \frac{\partial q}{\partial z} = k_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \varepsilon, \quad (6.2.5)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\omega - v_r) \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} (r f) = k_T \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}. \quad (6.2.6)$$

Тут,  $T$  — температура,  $q$  — питома вологість повітря,  $f$  — питома функція розподілу крапель за розмірами,  $\omega$  — вертикальна швидкість,  $k_T$  — коефіцієнт турбулентності, приймається як постійний,  $v_r = cr^2$  — швидкість падіння крапель за Стоксом,  $\gamma_a$  — сухоадіабатичний градієнт,  $t$  — час,  $z$  — висота. Індивідуальна похідна за часом від розміру краплі задається виразом  $\dot{r} = D(q - q_m) / \rho r$ , де  $\rho_v$  — густина води,  $q_m$  — питома насичувальна вологість. Коефіцієнт  $\alpha$  виражається через теплоту фазового переходу вода — пар  $L$  і питому теплоємність при постійному тиску  $c_p$ :  $\alpha = L/c_p$ .

Величина  $\varepsilon$  задається виразом

$$\varepsilon = 4\pi\rho_0(q - q_m)D \int_0^{\infty} r f dr. \quad (6.2.7)$$

де  $\rho_0$  — щільність повітря. Система інтегродиференціальних рівнянь розв'язувалася методом розщеплення на окремі підсистеми [Marchuk, 1974]. Шляхом розщеплення кожного рівняння (6.2.5) та (6.2.6) на два рівняння отримуємо дві системи. У першу входять адвективно-дифузійні рівняння, які описують перенесення субстанції:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \omega \frac{\partial T}{\partial z} = k_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (6.2.8)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \omega \frac{\partial q}{\partial z} = k_T \frac{\partial^2 q}{\partial z^2}, \quad (6.2.9)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\omega - v_r) \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r}(r f) = k_T \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}, \quad (6.2.10)$$

У другу — інтегродиференціальних рівняння, які описують конденсаційний ріст хмарних частинок:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\gamma_a \omega + \alpha \varepsilon, \quad (6.2.11)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\varepsilon, \quad (6.2.12)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{D(q - q_m)\rho_0}{\rho} \frac{\partial(f/r)}{\partial r}. \quad (6.2.13)$$

Чисельна схема, яка застосовувалася для інтегрування рівнянь у часткових похідних, складалася з послідовності кінцево-різницевої схем, для кожної з яких розроблявся свій метод вирішення [Пирнач, 1974, 2008].

Рівняння (6.2.8–6.2.10) розв’язувалися чисельно із застосуванням неявної схеми

$$f_{l,k}^{j+1} = f_{l,k}^j - \frac{\Delta t(\omega - cr^2)}{\Delta z} \nabla_k f_{l,k}^{j+1} + \frac{k_T \Delta t}{(\Delta z)^2} \nabla_k^2 f_{l,k}^{j+1}, \quad (6.2.14)$$

$$f_k^{j+1} = \begin{cases} f_k^{j+1} - f_{k-1}^{j+1} & \text{при } \omega - cr^2 > 0, \\ f_{k+1}^{j+1} - f_k^{j+1} & \text{при } \omega - cr^2 < 0, \end{cases} \quad (6.2.15)$$

$$\nabla_k^2 f_k^{j+1} = f_{k+1}^{j+1} - 2f_k^{j+1} + f_{k-1}^{j+1}, \quad (6.2.16)$$

де  $\Delta t$ ,  $\Delta z$  — кроки за часом і координатою;  $j$ ,  $k$ ,  $l$  — номери кроків за часом, координатою та радіусом. Якщо у рівняннях немає похідної за радіусом, індекс  $l$  випускається.

Рівняння (6.2.11–6.2.13) розв’язувалися чисельно за допомогою трикрокової схеми

$$f_{l,k}^{j+1/4} = f_{l,k}^j - \frac{\Delta t(\omega - cr^2)}{2\Delta z} \nabla_k f_{l,k}^{j+1/4} + \frac{k_T \Delta t}{2(\Delta z)^2} \nabla_k^2 f_{l,k}^{j+1/4}, \quad (6.2.17)$$

$$f_{l,k}^{j+1/2} = f_{l,k}^{j+1/4} - \frac{\Delta t D \rho_0 (q - q_m)}{2\Delta r \rho} \nabla_l (f/r)_{l,k}^{j+1/2}, \quad (6.2.18)$$

$$f_{l,k}^{j+1/4} = f_{l,k}^j - \frac{\Delta t(\omega - cr^2)}{2\Delta z} \Delta f_{l,k}^{j+1/2} - \frac{\Delta t D \rho_0 (q - q_m)}{2\Delta r \rho} \nabla_l (f/r)_{l,k}^{j+1/2} + \frac{k_T \Delta t}{2(\Delta z)^2} \nabla_k^2 f_{l,k}^{j+1/2}. \quad (6.2.19)$$

Схема (6.2.14–6.2.16) становить собою комбінацію двох неявних та однієї явної схеми. Неявні схеми вирішуються методом прогону. Докладний опис схем (6.2.11–6.2.13) та (6.2.14–6.2.16) подано у праці [Marchuk, 1974].

Оскільки потужні конвективні утворення проникають у тропопаузу і вище, був розроблений алгоритм [Белый, 2010; Пирнач, 2011], в якому область інтегрування за висотою розбивалася на окремі шари з різними граничними умовами. Критерії, за якими обиралися межі шару, визначалися за місцем його положення або за величиною вертикальної проекції швидкості. Граничні умови у шарі задавалися різними способами. На нижній і верхній межі загальної області проекція швидкості вертикальних рухів



дорівнювала нулю. У проміжних шарах вважалася відомою функція, взята з попереднього етапу обчислення. На межах тропопаузи в більшості розрахунків вертикальна складова швидкості вітру дорівнювала нулю ( $\omega = 0$ ).

Вертикальні рухи розраховувалися за допомогою рівняння нерозривності:

$$\frac{\partial^2 \omega^{j+1}}{\partial z^2} + \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial \omega^{j+1}}{\partial z} + \omega^{j+1} \frac{\partial^2 \rho^j}{\partial z^2} = \frac{\partial F}{\partial z}, \quad (6.2.20)$$

$$F = - \left( \frac{\partial u^j}{\partial x} + \frac{\partial v^j}{\partial y} \right) \rho^j - \left( u^j \frac{\partial \rho^j}{\partial x} + v^j \frac{\partial \rho^j}{\partial y} \right). \quad (6.2.21)$$

Вирази (6.2.20) та (6.2.21) використовувалися для тропопаузи. Вище тропопаузи рівняння нерозривності у спрощеному вигляді було представлено у наближенні нестисненість повітря:

$$\left( \frac{\partial u^j}{\partial x} + \frac{\partial v^j}{\partial y} + \frac{\partial \omega^{j+1}}{\partial z} \right)_z = 0. \quad (6.2.22)$$

Тут  $j$  та  $j + 1$  — значення невідомих величин, отриманих на попередньому етапі розщеплення і на заданому етапі відповідно;  $x, y, z$  — осі, спрямовані на схід, північ і перпендикулярно до земної поверхні;  $u, v, w$  — проекції швидкості вітру на осі  $x, y, z$ .

Рівняння (6.2.20—6.2.22) вирішувалися методом прогону з використанням кінцевих різниць. Крок за висотою відповідав 200 м, висота верхньої межі — 15 км. При моделюванні з кроками у горизонтальній площині, які дозволяють описати фізичні процеси у хмарах, використовувалися вкладені сітки. Крок сітки варіював залежно від завдань, які ставилися перед дослідженнями.

Процес коагуляції крапель є нестационарним і залежить від багатьох фізичних факторів — функції розподілу за розмірами і зарядами, ефективності зіткнення, зовнішніх полів, турбулентного перенесення, ступеня деформації краплі під час її руху і т. д. Щоб розрахувати очікуваний приріст розміру та заряду крапель, необхідно задати щільність розподілу частинок за розмірами і зарядами та вираз для ефективності зіткнення (або

злиття), який у загальному випадку є складною функцією багатьох параметрів.

Система рівнянь, яка відповідає за мікрофізичні процеси у хмарах, задавалася таким чином:

$$\frac{df_1}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_1 f_1) + \frac{v_1}{G_0} \frac{\partial f_1}{\partial z} + I_a - I_{f_1} - (c_{21} + c_{31})f_1 + \Delta f_1, \quad (6.2.23)$$

$$\frac{df_2}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_2 f_2) + \frac{v_2}{G_0} \frac{\partial f_2}{\partial z} - I_{f_2} - \frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_{c_{21}} f_2) + \Delta f_2, \quad (6.2.24)$$

$$\frac{df_3}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_3 f_3) + \frac{v_3}{G_0} \frac{\partial f_3}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_{c_{31}} f_3) + I_s + I_{f_1} + I_{f_2} + \Delta f_2. \quad (6.2.25)$$

Тут  $t$  — час;  $f_i$  — функції розподілу хмарних крапель за розмірами ( $i = 1$  — дрібні краплі,  $i = 2$  — дощові краплі,  $i = 3$  — кристали);  $r$  — радіус частинок;  $\dot{r}_i$  — швидкість росту окремих частинок шляхом конденсації;  $\dot{r}_{c_{ik}}$  — швидкість росту окремої частинки шляхом злиття (коагуляції) хмарних частинок з частинками опадів ( $i = 2, 3; k = 1$ );  $c_{nl}$  — кількість хмарних частинок, захоплених частинками опадів ( $n = 2, 3$ );  $v_i$  — швидкість падіння частинок;  $I_a, I_s, I_{f_i}$  — швидкості утворення крапель на ядрах конденсації, кристалів на ядрах льодоутворення і замерзання крапель відповідно [Pirnash, 1998];  $G_0$  — орографічний множник переходу від прямокутної вертикальної координати до орографічної.

При чисельному моделюванні з використанням стаціонарних і нестаціонарних моделей граничні умови були різними і визначалися цілями завдань, які ставилися перед виконанням дослідження, способом їх реалізації, припущеннями, спрощеннями у рівняннях і т. д. Початкові і граничні умови, які зустрічаються найчастіше, представлені нижче.

Для розрахунку граничних умов на земній поверхні для функцій  $u, v, T, q, f_i$  використовувалися основні рівняння при таких припущеннях:

$$\text{при } z = 0 \quad w = 0, \quad k_z = 0, \quad f = 0, \quad \varepsilon = 0, \quad P(t) = P(0),$$

$$\text{при } z = H \quad w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial z} = 0.$$

На бічних межах градієнти невідомих величин задавалися рівними нулю.

Уведемо такі позначення: нехай  $S_i = u, v, T, q, f_i$ . Тоді для тривимірних моделей ці умови матимуть вигляд

$$\begin{aligned} \partial S_i / \partial x = 0 & \quad \text{при} \quad x = 0 \quad \text{и} \quad x = X, \\ \partial S_i / \partial y = 0 & \quad \text{при} \quad y = 0 \quad \text{и} \quad y = Y, \\ \partial S_i / \partial z = 0 & \quad \text{при} \quad z = Z. \end{aligned}$$

При  $z = 0$  розв'язувалася система рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = F_1, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = F_2, \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = \Delta q, \quad w = 0, \quad k_z = 0, \\ \left. \frac{dP}{dt} \right|_{z=0} = \left. \frac{dP}{dt} \right|_{z=dz}, \quad f_1 = 0, \quad f_2|_{z=0} = f_2|_{z=dz}, \quad f_3|_{z=0} = f_3|_{z=dz}. \end{aligned}$$

Тут  $F_1, F_2$  — праві частини рівнянь для складових швидкостей вітру;  $X, Y, Z$  — максимальні значення  $x, y, z$ .

$$F_1 = lv - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial p}{\partial \xi} - gG_1 \right] + \Delta u, \quad F_2 = -lu - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial p}{\partial \eta} - gG_2 \right] + \Delta v.$$

### 6.2.1. Електричний блок тривимірної моделі фронтальної хмарності

Об'ємна щільність електричного заряду  $\rho$  у конвективній хмарі складається з трьох частин: а) аномально великі заряди великих крапель; б) рівноважні заряди дрібних хмарних крапель; в) просторовий заряд іонів повітря.

Рівноважні заряди дрібних хмарних крапель і просторовий заряд іонів дають порівняно невелику щільність об'ємних зарядів. Зростання об'ємного заряду завдяки дифузійним процесам і просторовому розділенню зарядів при падінні дрібних крапель відбувається порівняно повільно. Інший характер процесу маємо при коагуляційному зростанні великих крапель. За короткий час у порівняно тонкому шарі відбувається скупчення величезних зарядів, які до появи великих крапель були розосереджені на великому обсязі.

Тому для оцінки можна припустити, що в області аномально заряджених крапель (де відбувається активна коагуляція крапель) внесок в  $\rho$  від рівноважно-заряджених хмарних крапель та іонів повітря відносно невеликий. Тоді об'ємна щільність електричного заряду буде для цієї області представлена у вигляді

$$\rho = \sum_k n_n q_k,$$

де  $q_k$  — заряд краплі радіусу  $r$ ,  $n_n$  — число аномально заряджених крапель радіуса  $r$  в одиниці об'єму. Підсумовування проводиться за усіма розмірами аномально заряджених крапель, які знаходяться у цьому об'ємі хмари.

Підставляючи цей вираз у рівняння Пуассона, отримуємо вираз для напруженості електричного поля, яке створюється зарядами великих крапель:

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi \sum_k n_n q_k.$$

Загальну напруженість електричного поля, утвореного зарядами великих крапель всіх розмірів, можна розглядати як суму «парціальних» напруженостей  $E_k$ , кожна з яких пов'язана з краплями певного розміру. Таким чином, для кожної зі складових можна написати (відкидаючи індекс)

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi n q.$$

У переохолоджених хмарах електричні процеси пов'язані з різними механізмами льодоутворення (замерзанням, акрецією, коагуляцією, нуклеацією та ін.). Заряди у хмарах розподілені (розділені) відповідно до розмірів крапель і кристалічних частинок. Механізм електризації, формування і накопичення електричного заряду в переохолоджених хмарах відбувається у результаті замерзання крапель і взаємодії крапель та кристалів. Внаслідок різниці швидкостей падіння у повітрі мікроуламків, які заряджаються під час вибуху переважно позитивно, і більших частинок, крупин або граду, які заряджаються переважно від'ємно, відбувається просторове розділення зарядів. У передвершинній частині хмари переважає позитивний об'ємний заряд, нижче — негативний.

Як показали експериментальні спостереження [Аджиев, 1987; Шаповалов, 2003] для замерзлих крапель, діаметр яких більше 200 мкм, процес електризації краплі можна представити таким виразом:

$$q(m) = \alpha m.$$

Тут,  $m$  — маса замерзлої краплі;  $\alpha$  — коефіцієнт пропорційності, значення якого змінюється залежно від вмісту домішок у краплі і температури її замерзання ( $\alpha \approx 3,5 \cdot 10^{-10}$  Кл/г, при  $T = \text{от } -8 \text{ до } -16$  °С). Для купчастих хмар коефіцієнт  $\alpha$  змінюється у межах  $10^{-10} \div 10^{-8}$  Кл/г.

Знаючи розподілення крапель за розмірами, можна знайти об'ємні заряди, розміщені у хмарі. Рівняння для об'ємних зарядів запишемо у вигляді [Белый, 2016; Белый, Шпиг, 2016]

$$q_+ = b_1 \int_0^{\infty} r f_+(r) dr, \quad q_- = b_2 \int_0^{\infty} r f_-(r) dr, \quad (6.2.1.1)$$

де  $b_1, b_2$  — коефіцієнти пропорційності;  $f_i$  — функції розподілу хмарних крапель за розмірами (6.2.23–6.2.25). Для великих частинок  $r \geq 150$  мкм коефіцієнт  $b$  змінюється у межах  $10^{-10} \div 10^{-8}$  Кл/г [Красногорская, 1972], для частинок  $50 \leq r \leq 150$  мкм — у межах  $10^{-12} \div 10^{-10}$  Кл/г [Gann, 1959]. У рівняннях (6.2.1.1) швидкість зміни мас хмарних частинок виражена через швидкість зміни їхніх радіусів:  $dm/dt = 4\pi\rho r^2 dr/dt$ .

Після того, як на кожному часовому кроці отримані значення об'ємних зарядів за виразами (6.2.1.1), розраховується потенціал створюваного ними електричного поля. У декартовій системі координат рівняння Пуассона запишеться у вигляді

$$\frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_0}. \quad (6.2.1.2)$$

Розв'язок рівняння (6.2.1.2) шукаємо за допомогою різницевої схеми, згідно з [Samarskii, 2001]. Триточкова різницева апроксимація рівняння (6.2.1.2) запишеться так:

$$\frac{U_{i+1,j,k} - 2U_{i,j,k} + U_{i-1,j,k}}{h_x^2} + \frac{U_{i,j+1,k} - 2U_{i,j,k} + U_{i,j-1,k}}{h_y^2} + \frac{U_{i,j,k+1} - 2U_{i,j,k} + U_{i,j,k-1}}{h_z^2} \approx -\frac{\rho_{i,j,k}}{\varepsilon_0},$$

де  $\varepsilon_0$  — діелектрична стала вакууму,  $\rho$  — щільність об'ємних зарядів,  $U$  — потенціал. Змінні  $i, j, k$  позначають номер вузла на осях  $x, y, z$ .

У кожній точці сітки, яка розглядається, задаються початкові значення потенціалу і щільності заряду. Остаточно потенціал для  $(i, j, k)$  вузла запишеться у вигляді

$$U_{i,j,k} = \frac{\frac{\rho_{i,j,k}}{\varepsilon_0} + \frac{U_{i+1,j,k} + U_{i-1,j,k}}{h_x^2}}{2\left(\frac{1}{h_x^2} + \frac{1}{h_y^2} + \frac{1}{h_z^2}\right)} + \frac{\frac{U_{i,j+1,k} + U_{i,j-1,k}}{h_y^2} + \frac{U_{i,j,k+1} + U_{i,j,k-1}}{h_z^2}}{2\left(\frac{1}{h_x^2} + \frac{1}{h_y^2} + \frac{1}{h_z^2}\right)} + \delta(h),$$

де  $\delta(h)$  — помилка різницевої апроксимації рівняння Пуассона.

Напруженість електричного поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  у точці  $(\mathbf{r})$ , яке зумовлене зарядами  $\rho(x, y, z)$ , розміщеними у просторі хмари, визначається як градієнт потенціалу за формулою

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\left(\mathbf{n}_x \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} + \mathbf{n}_y \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} + \mathbf{n}_z \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z}\right).$$

Значення напруженості електричного поля враховуються при визначенні коефіцієнтів коагуляції згідно з теоретичними та експериментальними залежностями, наведеними у табл. 6.2.1.

Коефіцієнт коагуляції  $K$  розраховується за виразом [Мучник, 1974]

$$K = \frac{4\alpha}{1 - \mu},$$

$$\alpha = q_1 q_2 / 24 \varepsilon_0 \pi^2 \eta r R^2 u_\infty, \quad \mu = (r/R)^2, \quad u_\infty = 2/9 (\rho_k g R^2 / \eta),$$

де  $u_\infty$  — стоксова швидкість падіння великої краплі,  $q_1, q_2$  — заряди крапель,  $r$  — радіус малої краплі,  $R$  — радіус великої краплі,  $\eta$  — коефіцієнт в'язкості повітря,  $\rho_k$  — густина речовини краплі,  $g$  — прискорення сили тяжіння.

**Таблиця 6.2.1.** Коефіцієнти ефективності зіткнення заряджених крапель порівнянних розмірів у вертикальному електричному полі [Красногорская, 1967]

$R_1$ , мкм	$R_2$ , мкм	$q_1$ , $10^{-15}$ К	$q_2$ , $10^{-15}$ К	$E$ , $10^4$ В/м	$K$
2	1	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,3 \cdot 10^{-1}$	3	60,1
5	2,5	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$-3,3 \cdot 10^{-3}$	0	0,195
5	2,5	3,3	3,3	0,3	0,09
10	5	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,3 \cdot 10^{-1}$	0	0,11
10	5	3,3	3,3	0	3,076
10	5	3,3	3,3	12	0,604
10	5	3,3	-3,3	12	1,90
20	10	0	0	0	0,132
20	10	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	0	0,132
20	10	3,3	-3,3	3	0,376
20	10	-3,3	3,3	3	0,386
20	10	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,3 \cdot 10^{-1}$	3	0,641
20	10	3,3	3,3	3	2,405
20	10	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	12	0,901

*Примітки:*  $R_1$ ,  $R_2$  – радіуси крапель 1 та 2;  $q_1$ ,  $q_2$  – заряди крапель 1 та 2;  $E$  – напруженість електричного поля;  $K$  – коефіцієнт зіткнення крапель.

### **6.3. Чисельне моделювання ЛХА перед землетрусом 20 вересня 2002 р. о 20 год. 41 хв. у Криму**

Літо й осінь 2002 р. характеризувалися великою кількістю різного роду катастрофічних явищ (паводків, штормів, смерчів, градобою, катастрофічних опадів, надпотужних конвективних хмар, землетрусів і т. д.) по всій Європі загалом і в Криму зокрема. У цей період над Кримським півостровом спостерігалися небезпечні та особливо небезпечні атмосферні явища:

- 5 – 10 серпня у північній частині Криму кількість опадів перевищила 3 – 4 місячні норми;
- 16 вересня у Керчі за кілька годин випало три місячні норми опадів;
- 27 вересня у районі Балаклава спостерігався смерч.

Найцікавішим являє собою представляє випадок спостереження ЛХА перед землетрусом, що стався 20.09.2002 р о 20 год. 41 хв., район 5 — Керченсько-Анапський з координатами епіцентру  $44,77^{\circ}$  пн. ш., і  $37,12^{\circ}$  сх. д.

На рис. 6.3.6 зображені супутникові знімки хмарності за 20 вересня 2002 р. у різні моменти часу до землетрусу.

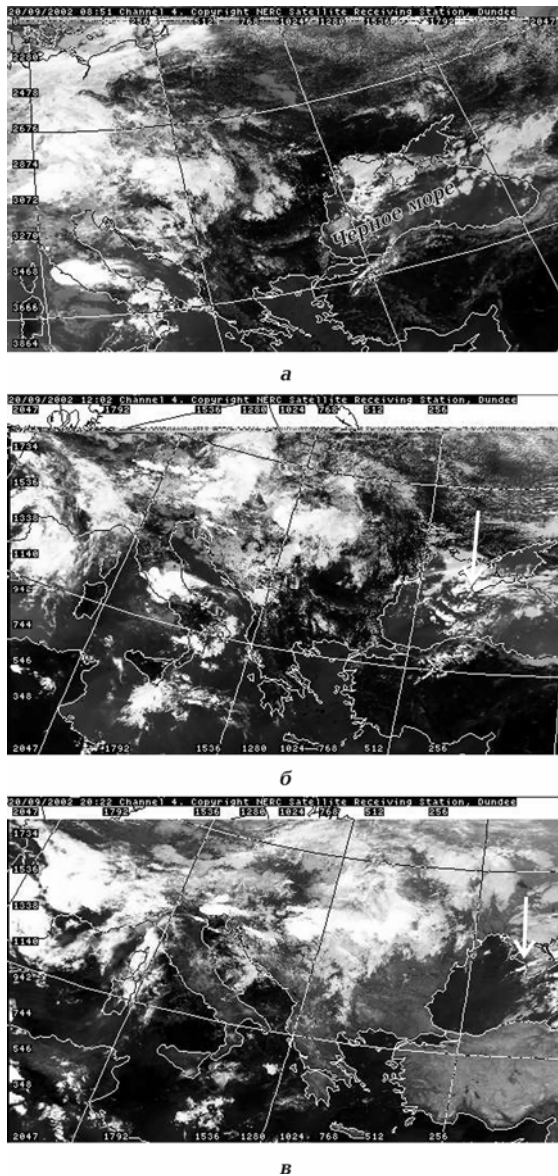


Рис. 6.3.6 Супутникові знімки хмарності за 20.09.2002 р. у різні моменти часу. Стрілками показані аномалії у хмарному покриві

Як видно з рис. 6.3.6 а, о 08 год. 51 хв. уся північно-західна частина Чорного моря і Кримський півострів були зайняті хмарним покривом. В околицях цього регіону яскраво вираженої циклонічної активності не спостерігалось. Хмарність відповідала внутрішньомасовим процесам, пов'язаним з проходженням холодного фронту (рис. 6.3.7, а). Великий циклон перебував над Західною Європою. О 12 год. 02 хв. (див. рис. 6.3.6, б) хмарність з північно-західної частини Чорного моря змістилася на Кримський півострів. У цей момент над Кримським півостровом у хмарному покриві утворилася аномалія у вигляді вузької безхмарної смуги (на рис. 6.3.6, б, показано стрілкою). Просвіт у хмарності збігся з геологічним розломом, який розділяє Скіфську плиту і Кримський меганоппнорій [Гинтов, 2005, с. 192]. О 20 год. 22 хв.,



за 34 хв. до сейсмічного поштовху, над Кримським півостровом хмарність розсіялася, зберігшись у вигляді вузької смуги (на рис. 6.3.6, в показано стрілкою) над тим же геологічним розломом.

*Приземні дані.* Якщо звернутися до рис. 6.3.7, то неважко помітити, що над територією Кримського півострова спостерігалось малоградієнтне баричне поле. Аналіз приземного тиску показав, що протягом доби воно змінювалося у межах від 1018 до 1020 гПа. На окремих станціях (наприклад, Мисова та Ішунь) тиск упродовж 8 год. залишався на одній і тій самій позначці — 1020 гПа. Дані кільцевих приземних карт погоди використовувалися при коригуванні приземного тиску в чисельному моделюванні.

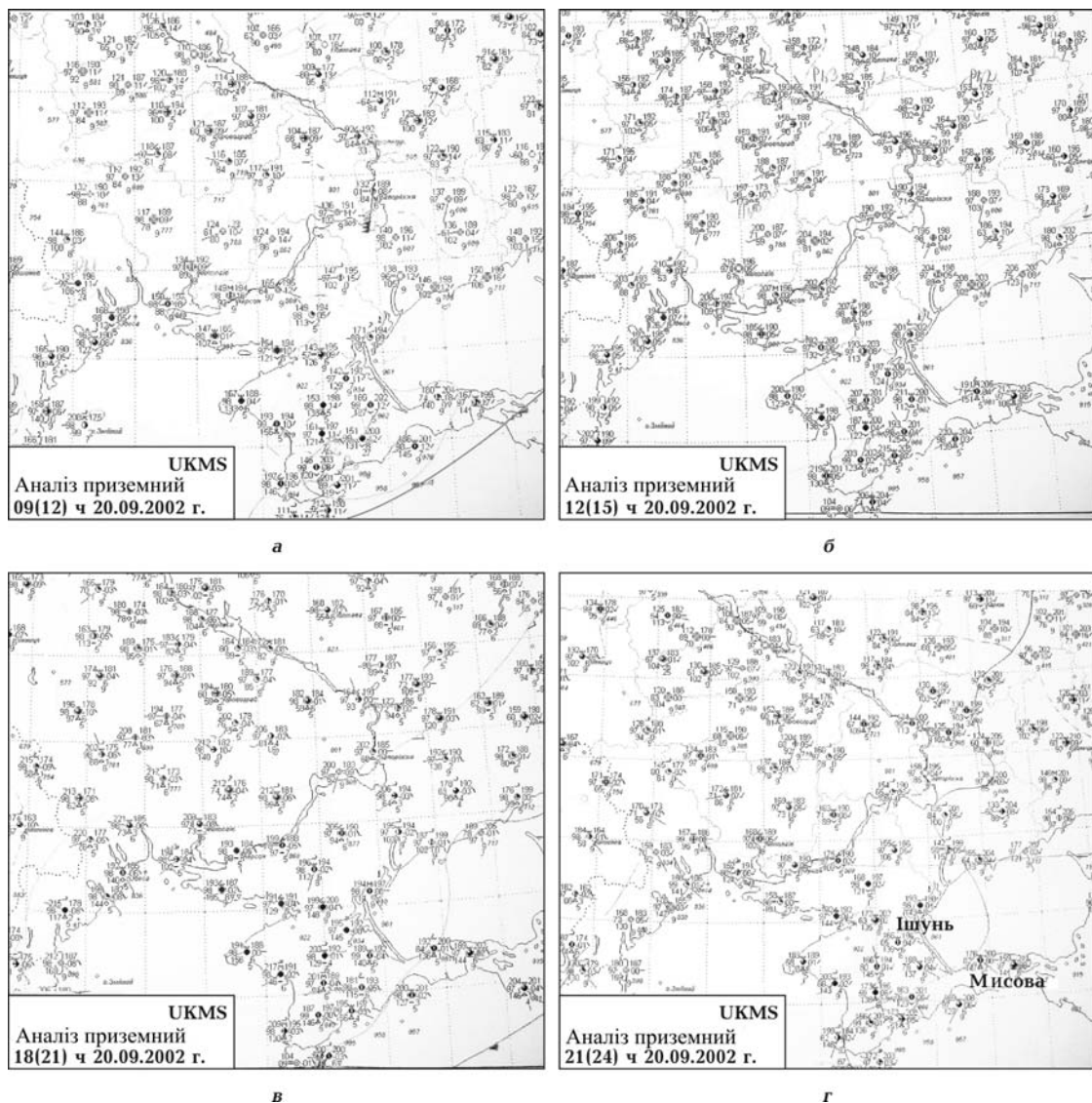


Рис. 6.3.7 Фрагменти кільцевих карт погоди Ф-106, 20.09.2002 р.: а — 09,00 UTC; б — 12,00 UTC; в — 18,00 UTC; г — 21,00 UTC

*Чисельне моделювання.* Чисельні діагностичні моделі становлять собою комплекс програм для відновлення миттєвого стану атмосфери та її характеристик, а також підготовку вихідних метеорологічних полів для тривимірної прогностичної чисельної моделі фізики хмар. Для цього використовуються дані аерологічного зондування, які одержуються з регулярної мережі метеорологічних станцій спостережень. Методика побудови чисельних діагностичних моделей викладена в розділі 6.1.

При чисельному моделюванні використовувалися такі параметри розрахункової області. Крок розрахункової сітки по горизонталі склав  $x = y = 5$  км та  $x = y = 15$  км відповідно, по вертикальній координаті  $z = 200$  м. Центральна точка розрахунку Сімферополь ( $x = y = 0$  км).

На рис 6.3.8. зображені інтегральні характеристики хмарності за 20.09.2002 року о 12.30 UTC.

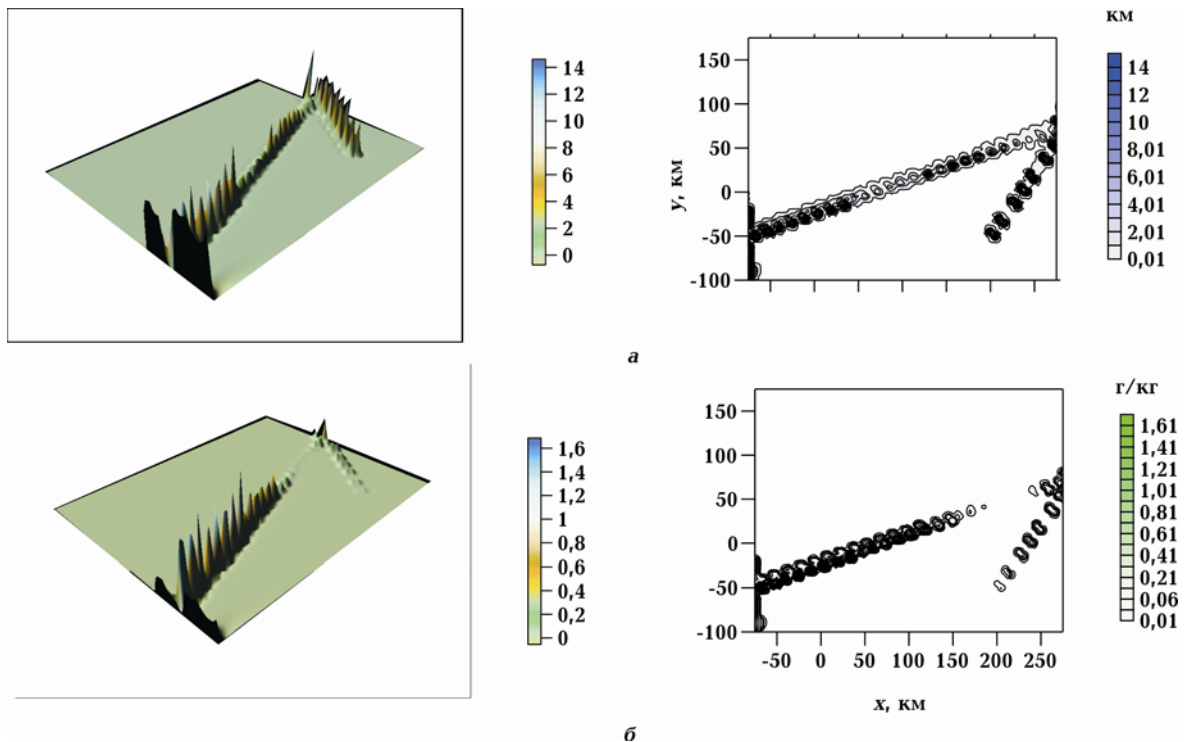


Рис. 6.3.8 Інтегральні характеристики хмарності за 20.09.2002 р. о 12,30 UTC: *а* — висота шару з висхідними рухами; *б* — швидкість конденсації. Точка розрахунку  $x = y = 0$  км – м. Сімферополь.

Як видно з рис. 6.3.8, вертикальні рухи і швидкість конденсації мають дві яскраво виражені смуги. При порівнянні цих смуг зі супутниковим знімком (див. рис. 6.3.6, б) можна помітити значну подібність з аномалією у хмарному покриві. Розсіювання смуги на рис. 6.3.8, б свідчить про те, що почався момент руйнування хмарного покриву.

Розглянемо, як змінювався тиск 20 вересня 2002 р. над Кримським півостровом напередодні землетрусу. Як зазначалося у працях [Мушкетов, Мушкетов, 1925; Садовський, 1978], напередодні землетрусу відбувається збій рівноваги функції тиску та температури в епіцентральної зоні і на деякій відстані від неї. Спробуємо проаналізувати характерні зміни тиску, залучаючи чисельні діагностичні моделі атмосфери. Розіб'ємо розрахункову область на ближню ( $-50 < x < 250$  км,  $-100 < y < 150$  км, крок сітки 5 км) і дальню ( $-440 < x < 520$  км,  $-420 < y < 440$  км, крок сітки 15 км) зони. Епіцентр землетрусу має координати ( $x = 290 \div 300$  км,  $y = 10 \div 12$  км) від центральної точки розрахунку (Сімферополь ( $x = y = 0$  км)).

На рис. 6.3.9 зображено поле тиску, приведене до рівня моря, без урахування орографії, на різних висотах (див. додаток 7).

Як видно з рис. 6.3.9, тиск у денний і нічний період має істотну відмінність. Це пов'язано з природними умовами розподілу сонячної енергії (добовий хід температури). У денний період тиск можна умовно поділити на три частини: приземний шар до 2 км; шар перемішування 3–7 км; верхній шар атмосфери 8–14 км. Найбільший інтерес становить розподіл тиску в нічний період — через відсутність припливу тепла за рахунок сонячної енергії воно має більш складну структуру у формі блоків. Звертає на себе увагу, що тиск над одними і тими ж регіонами характеризується чергуванням зон високого і низького тиску, тобто у тих самих зонах з висотою відбувається стиснення і розтягнення баричних рівнів.

Якщо проаналізувати зміну атмосферного тиску за часом, можна помітити таку закономірність. Напередодні землетрусу відбувається незначне підвищення атмосферного тиску над епіцентральною зоною (рис. 6.3.10, 1-а,

18:00 UTC). Через 20 хв. після землетрусу зона підвищеного тиску розбивається на дві області (рис. 6.3.10, 1-а, 21:00 UTC) з вузькою смугою підвищеного тиску, що проходить поблизу епіцентральної зони.

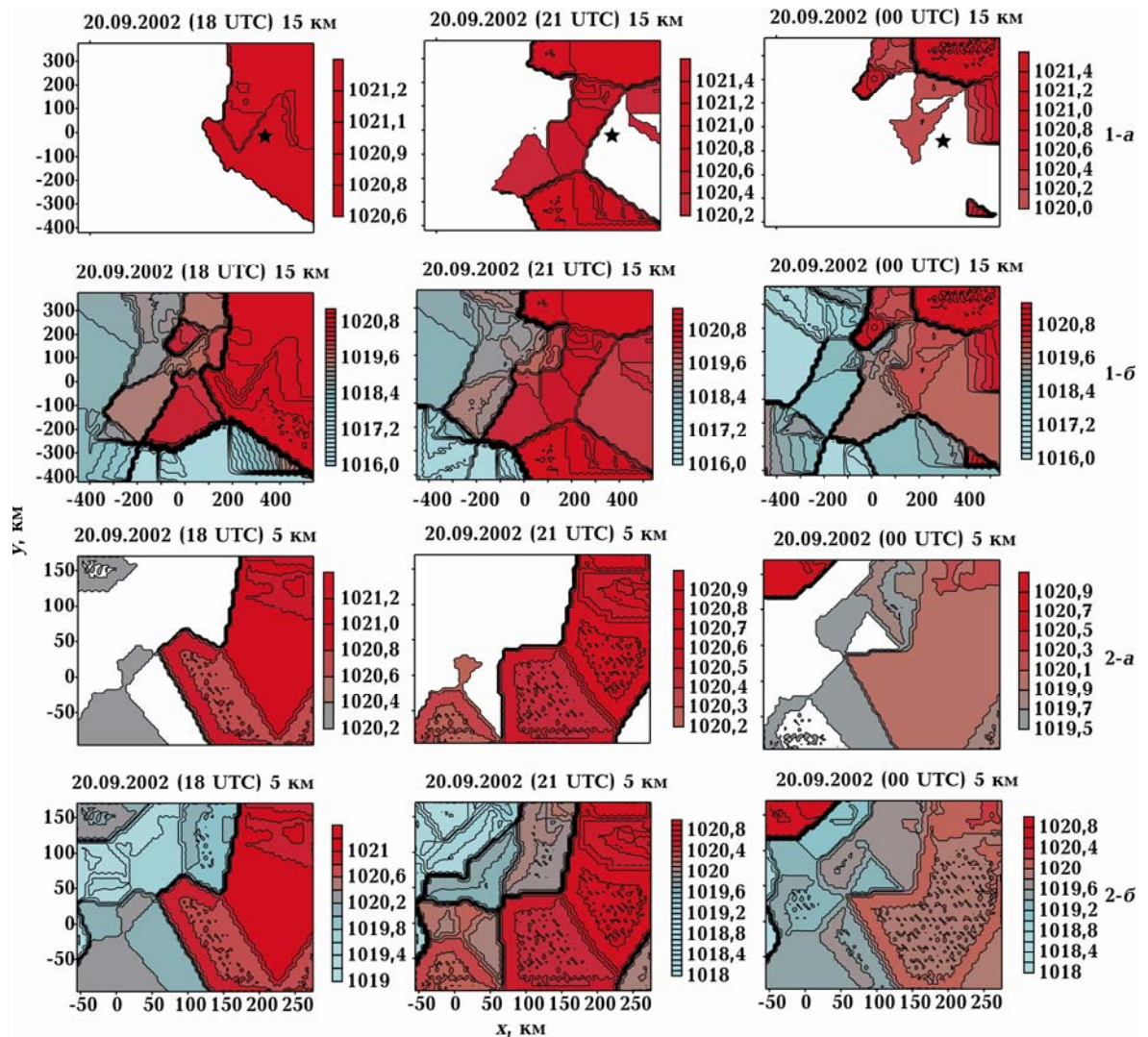


Рис. 6.3.10 Розподіл виміряного атмосферного тиску, гПа у різні моменти часу: 1 — дальня зона (а — область підвищеного атмосферного тиску; б — загальний фон атмосферного тиску); 2 — ближня зона (а — область підвищеного атмосферного тиску; б — загальний фон атмосферного тиску). Зірочкою позначений епіцентр землетрусу. Точка розрахунку  $x = y = 0$  км — м. Сімферополь.

Через 3 год. після землетрусу тиск починає спадати навколо епіцентральної зони, проте в епіцентрі ще залишається пляма підвищеного

атмосферного тиску (рис. 6.3.10, 1-а, 00:00 UTC). Аналогічні зміни зображені на рис. 6.3.10, 2-а, для ближньої зони.

Подібні результати отримано при моделюванні атмосферного тиску 29.09.2002 р. напередодні землетрусу, що стався о 3:08 UTC в Криму (координати епіцентру 44,78° пн.ш., 34,26° сх.д.). Як 20, так і 29 вересня тиск перед землетрусом підвищувався над епіцентральною зоною, потім упродовж 3 – 6 годин після землетрусу знижувався. Виняток становлять випадки, коли в момент землетрусу над досліджуваною областю спостерігається інтенсивний циклогенез. Енергії, пов'язані з внутрішніми процесами в атмосфері, на кілька порядків перевищують енергії літосферно-атмосферних зв'язків. Тому простежити їх у зміні метеорологічних параметрів атмосфери не видається можливим.

### 6.3.1 Еволюція хмарності при природному розвитку атмосферного процесу та при зміненому тиску

Щоб зрозуміти, яким чином поводить себе хмарна система при зміні атмосферного тиску перед землетрусом, був проведений чисельний експеримент з моделювання еволюції хмарності при природному розвитку атмосферного процесу і при зміненому тиску. Зміна приземного атмосферного тиску вводилася відповідно до наступного виразу [Пірнач, Білий, 2012]:

$$P_t = \alpha \cos\left(\frac{2\pi}{\alpha_t}\right)\left(\frac{1-d}{d_{\max}}\right),$$

де  $\alpha$  — максимальний градієнт тиску, задається як параметр згідно з експериментальними даними;  $\alpha_t$  — час однознакової зміни тиску;  $d$  — відстань від епіцентру землетрусу,  $d_{\max}$  — максимальна відстань, на якій задавалася зміна тиску. Важливо відзначити, що пік градієнта відповідає піку тиску в природних умовах, взятих з даних станцій наземних вимірювань.

Підсистема рівнянь, яка включала градієнти тиску, записувалася так:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial p}{\partial \xi} \right], \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial p}{\partial \eta} \right].$$

Градiєнти тиску по вертикальних координатах шукалися з рiвнянь, якi використовують рiвняння статки, шляхом iнтегрування по координатi  $\zeta$  з граничними умовами на верхнiй межi сiтки

$$P_{\xi\xi}^{j+1} = -G_0 g \rho_{\xi}^j, \quad P_{\eta\xi}^{j+1} = -G_0 g \rho_{\eta}^j.$$

iндекси  $j, j+1$  позначають значення функцiй на двох сусiднiх етапах обрахункiв,  $\rho_{\xi}, P_{\xi\xi}$  — першi та другi похiднi вiд функцiй.

При чисельних розрахунках використовувалися вкладенi сiтки з кроком 5 км по горизонталi й 150 м по вертикалi. Розрахунки проводилися як для плоского (без урахування орографiї), так i для складного (з урахуванням орографiї) рельєфiв. Як вихiднi випадки були взятi днi 20 i 29 вересня 2002 р. 20 вересня о 20:41 UTC у Криму зареєстровано землетрус з координатами епiцентру  $44,77^\circ$  пн.ш., i  $37,12^\circ$  сх.д. (або  $x = 290$  км,  $y = 12$  км) вiд центральної точки розрахунку (Сiмферополь,  $x = y = 0$  км). 29 вересня о 3:04 UTC в Криму зареєстровано землетрус з координатами епiцентру  $44,78^\circ$  пн. ш. i  $34,26^\circ$  сх. д. (або  $x = 310$  км,  $y = 30$  км) вiд центральної точки розрахунку.

На рис. 6.3.1.1 зображено початковий стан хмарностi для плоского рельєфу за 20 та 29 вересня. Ряд 1 — розрахунок початкового стану характеристик атмосфери за 3 год. до землетрусу — 29.09.2002, 23:30 UTC. Ряд 2 — розрахунок початкового стану характеристик атмосфери за 3 год. пiсля землетрусу — 20.09.2002, 23:30 UTC. Ряд 3 — розрахунок характеристик атмосфери за 9 год. до землетрусу — 20.09.2002, 12:30 UTC.

Як видно з рис. 6.3.1.1, ряд 1, температура i тиск мають чiтко структурований розподiл з критичною точкою в епiцентрi землетрусу, вертикальнi рухи i швидкiсть конденсацiї — яскраво виражену смугову структуру, пересичення вiдносно льоду — зниженi значення поблизу епiцентру землетрусу.

Розподіл хмарних характеристик 20 вересня о 23:30 UTC (рис. 6.3.1.1, ряд 2) значно відрізняється від попереднього випадку. Тиск і температура мають різноспрямовані смуги з особливою критичною точкою, зсунутою ліворуч від епіцентру землетрусу. Швидкість конденсації виражена смуговою структурою, але смуги змінили свій напрямок. Розподіл хмарних характеристик 20 вересня о 12:30 UTC (рис. 6.3.1.1, ряд 3) показує, що поблизу епіцентру землетрусу є області зі зниженими температурою і тиском. Швидкість конденсації представлена двома яскраво вираженими смугами, які перетинаються праворуч від епіцентру. Перенасичення відносно льоду відсутнє.

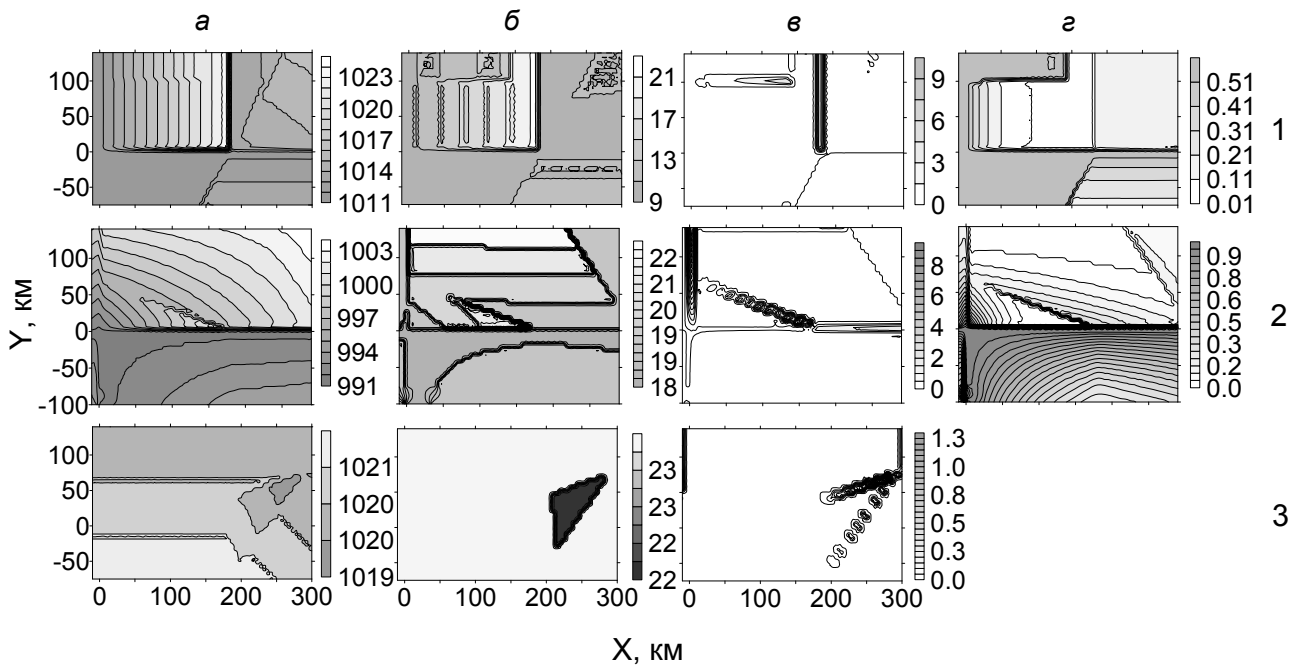


Рис. 6.3.1.1 Початковий стан атмосфери для плоского рельєфу: *а* — приземний тиск, гПа; *б* — температура, °С; *в* — інтегральна швидкість конденсації, мм/год.; *г* — перенасичення відносно льоду, мм (співрозмірне з сумою опадів). Точка розрахунку  $x = y = 0$  км – м. Сімферополь.

Порівняємо хмарні характеристики на рис. 6.3.1.1, розраховані за діагностичною моделлю для стаціонарного випадку, з результатами

розрахунків, отриманих за допомогою інтегрування системи 6.2.1 — 6.2.4 (див. рис. 6.3.1.2).

На рис. 6.3.1.2 наведені термодинамічні характеристики розвитку хмарності через 3 год. розрахункового часу. Початок відліку 20.09.2002, 12:30 UTC.

Зіставляючи рис. 6.3.1.1 і 6.3.1.2, неважко помітити, що термодинамічні характеристики зберегли основні риси свого початкового стану. Причому смуги підвищених градієнтів, які променеподібно розходяться від епіцентру землетрусу, спостерігаються до 9 км. Однак на висотах, де процеси найбільш активні (шар формування хмарності і тропопауза), вони розмиті (див. рис. 6.3.1.2 (3 і 9 км)). Схожим чином поводитьься і вихор. На землі він має структуру, подібну з температурою і тиском. Але з висотою, зі збільшенням вихрової швидкості, ці структури губляться. Інтенсивні вихори спостерігаються на віддалі від епіцентру.

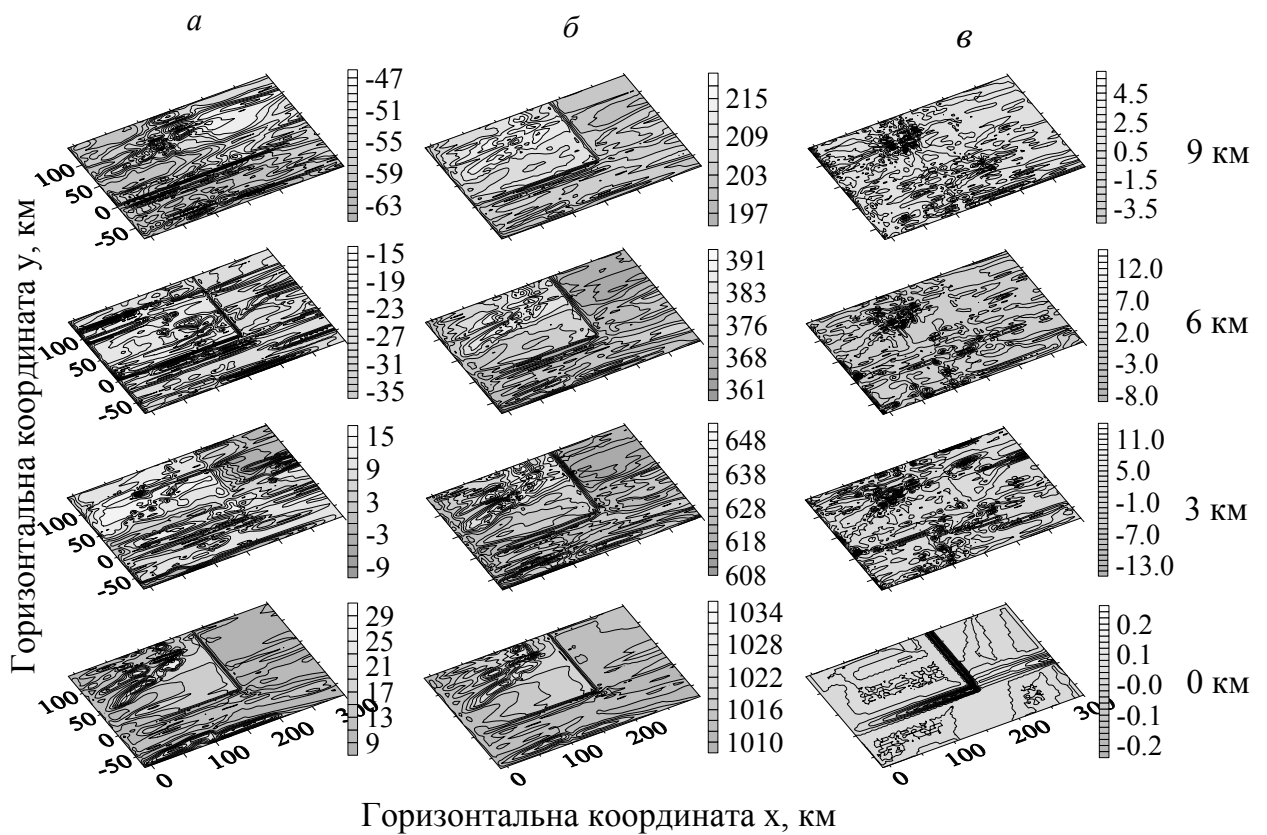




Рис. 6.3.1.2 Просторовий розподіл розрахованих термодинамічних характеристик розвитку хмарності: *a* — температура, °С; *b* — тиск, гПа; *в* — вихор, 1/1000 с. Точка розрахунку  $x = y = 0$  км – м. Сімферополь.

Розглянемо, як поведуться хмари для випадку плоского рельєфу під час землетрусу і в перші години після нього при природному ході процесу і зі зміненим тиском (рис. 6.3.1.3, табл. 6.3.1.1).

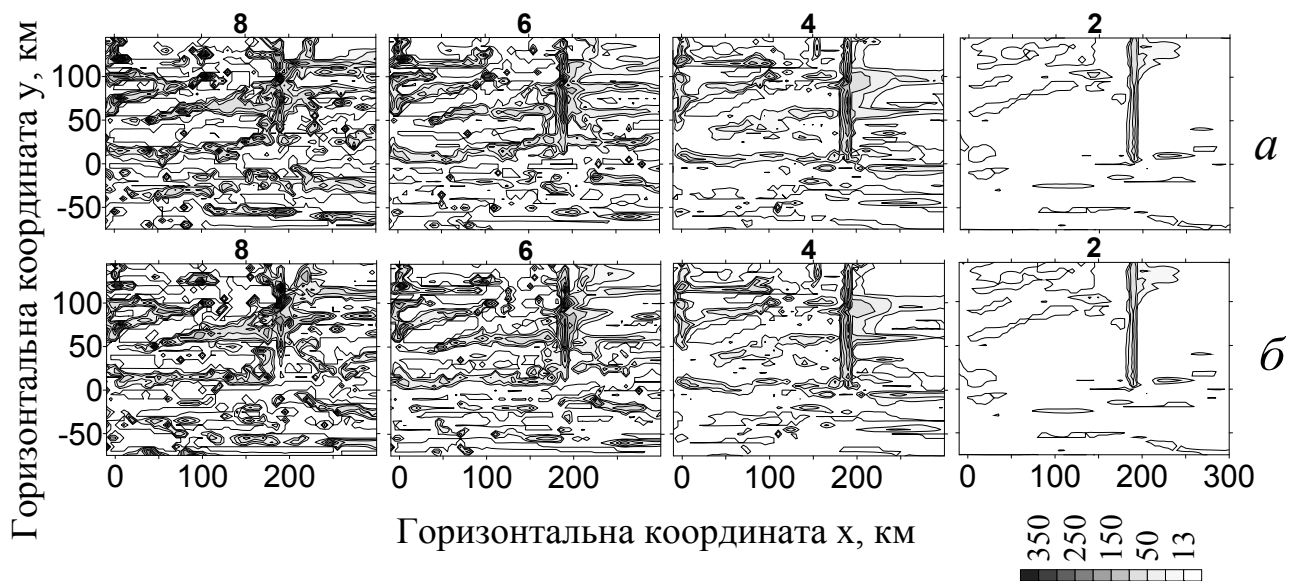


Рис. 6.3.1.3 Еволюція хмарності (водозапас),  $10^{-3}$  мм: *a* — 29.09.02, зі зміненим тиском; *b* — природний хід процесу. Цифри над рисунками — розрахунковий час у годинах. Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

Таблиця 6.3.1.1 Максимальний за площею водозапас хмарності,  $10^{-3}$  мм: 1 — 29.09.02 зі зміненим тиском,  $\alpha = 5$  гПа; 2 — 29.09.02, природний хід процесу

№	Час, год. Гринвіч.								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	34	98	197	259	292	364	409	443	451
2	34	97	191	246	282	351	406	440	451

Як видно з рис. 6.3.1.3, для обох випадків характерна наявність смуг різного спрямування, але з домінуючою смугою з початком в епіцентрі

землетрусу. Вплив зміненого тиску на розвиток хмарності проявляється через декілька годин, що добре простежується у максимальних значеннях водозапасу (табл. 6.3.1.1). При природному ході процесу водозапас дещо менше, ніж при зміненому тиску, а смуги починають руйнуватися швидше (див. рис. 6.3.1.3). Радикальної ж зміни у розвитку хмарності не виявлено.

Розглянемо розвиток хмарності 20.09.02, 23:30 UTC з різними динамічними і мікрофізичними параметрами (табл. 6.3.1.2, рис. 6.3.1.4). Особливістю цього випадку полягає в тому, що землетрус стався за 3 години до розрахункового часу. Моделювалося тільки зменшення тиску. Збільшення тиску не моделювалося через відсутність даних радіозондування до терміну 23.30 UTC.

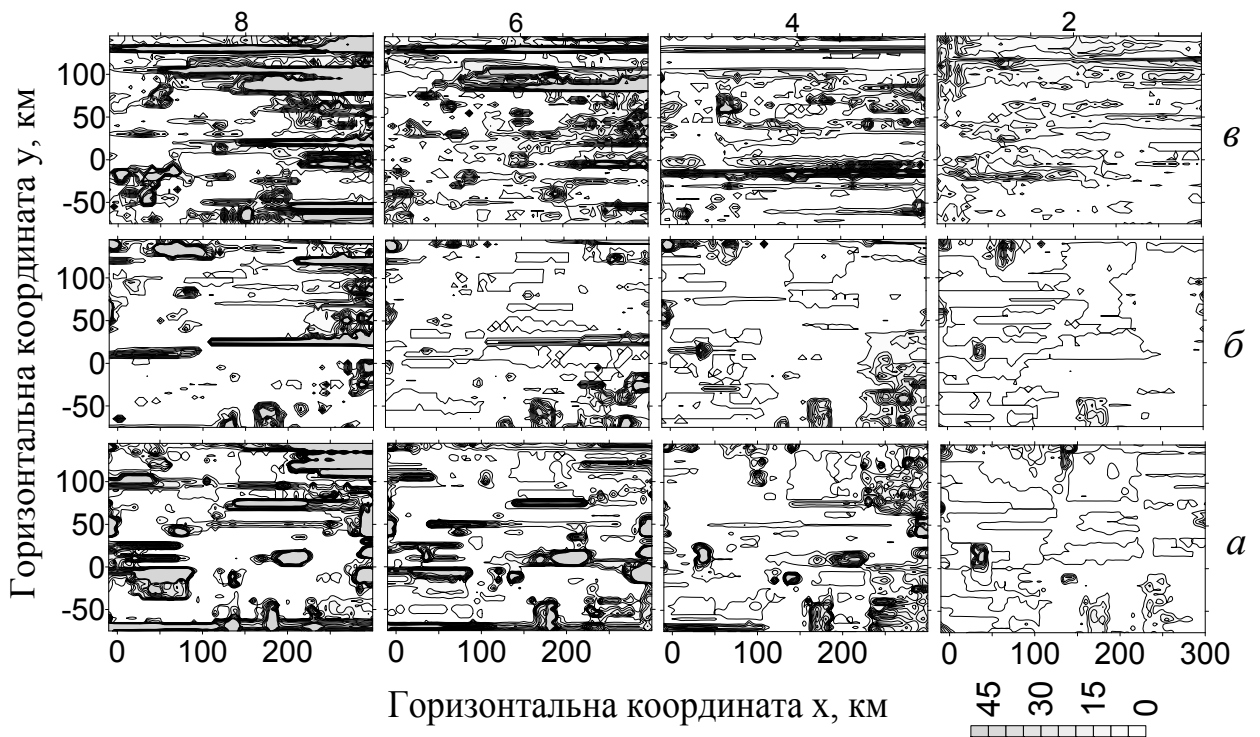


Рис. 6.3.1.4 Еволюція хмарності (водозапас)  $10^{-3}$  мм,  $\alpha = 2,5$  гПа: *a* — плоский рельєф; *б* — складний рельєф без урахування коагуляції; *в* — складний рельєф з урахуванням коагуляції. Цифри над рисунками — розрахунковий час у годинах. Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

Як видно з табл. 6.3.1.2, зменшення тиску мало позначилося на максимальному водозапасі хмарності. Урахування орографії зменшило

максимальні значення водозапасу (табл. 6.3.1.2, № 2) і кількість смуг (рис. 6.3.1.4, ряд 2). Виняток склав № 3, де в розрахунок була включена коагуляція. Це збільшило максимальні значення водозапасу (табл. 6.3.1.2, № 3) та кількість хмарних смуг і окремих хмар (рис. 6.3.1.4, ряд 3), що зробило розподіл менш структурованим. Розрахунки для плоского рельєфу з урахуванням і без урахування коагуляції проводилися з метою оцінити внесок падіння тиску у водозапас хмарності.

Таблиця 6.3.1.2 Максимальний за площею водозапас хмарності,  $10^{-3}$  мм: 1 — 20.09.02,  $\alpha = 2,5$  гПа, плоский рельєф; 2 — 20.09.02,  $\alpha = 2,5$  гПа, складний рельєф; 3 — складний рельєф з урахуванням коагуляції

№	Час, год. Гринвіч								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	132	244	282	320	519	606	610	636	700
2	125	244	231	271	319	375	469	591	651
3	131	244	283	304	383	464	577	710	853

Найбільш цікавим видається випадок з точкою відліку 20.09.02, 12.30 UTC, за 9 год. до землетрусу. Зміна тиску програмувалася наступним чином: 9 годин він підвищувався з максимальною надбавкою 5 гПа в епіцентрі, а потім 3 години знижувався. У цьому випадку ефект від зміни тиску був набагато помітніший, ніж у попередніх випадках і зображений на рис. 6.3.1.5 і в табл. 6.3.1.3.

Таблиця 6.3.1.3 Максимальний за площею водозапас хмарності,  $10^{-3}$  мм,  $\alpha = 5$  гПа; 1 — зі зміненим тиском; 2 — природний хід процесу

№	Час, год. Гринвіч														
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	3	5	13	11	15	13	19	16	27	30	36	41	57	72	94
2	3	5	13	10	18	25	24	49	44	56	71	57	45	76	79

Дані табл. 6.3.1.3 показують, що підвищення приземного тиску впродовж 9 год. призвело до значного зменшення максимальних значень водозапасів і тільки через 12 год., після 3-годинного зменшення тиску, ці величин почали зрівнюватися.

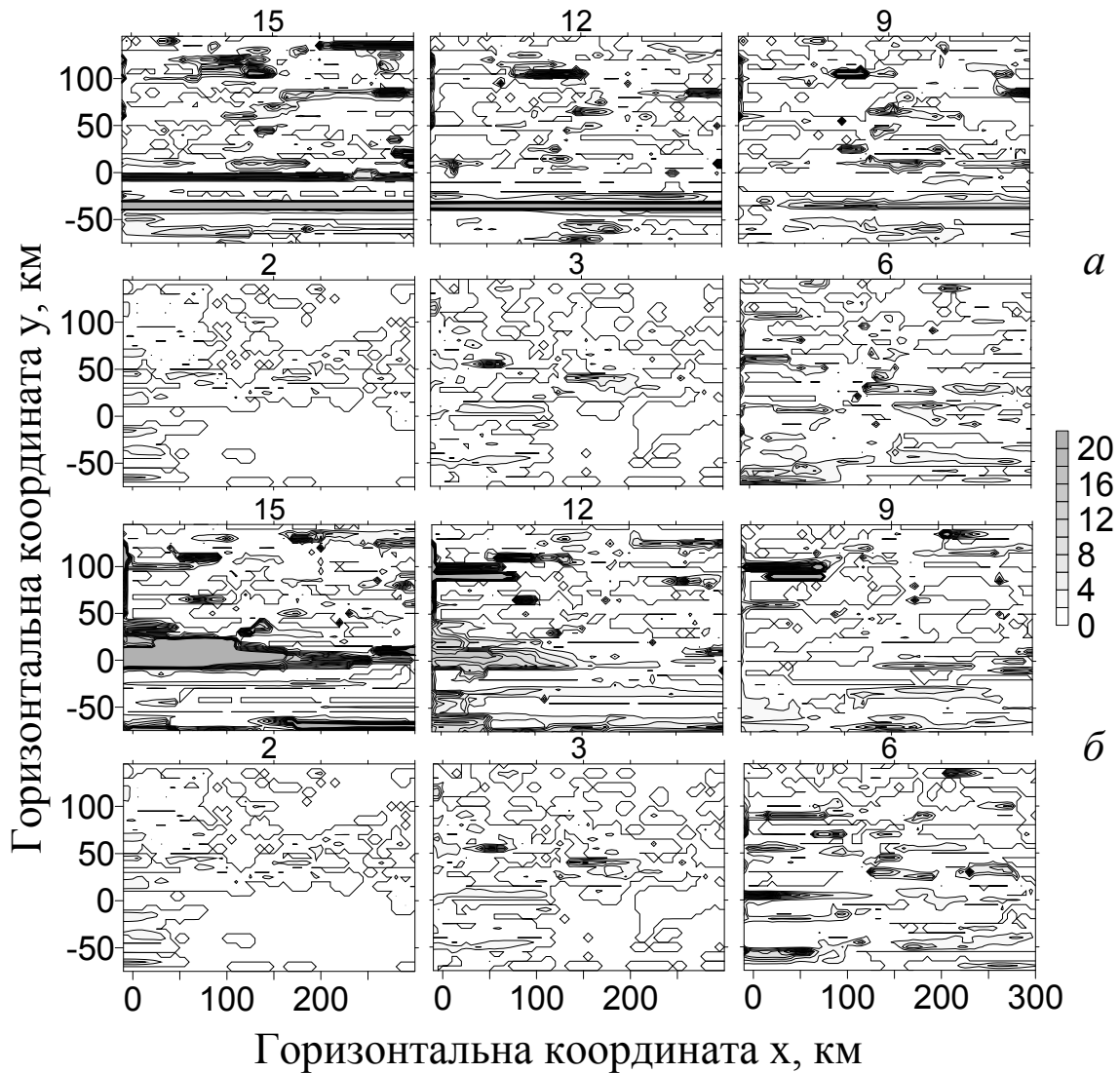


Рис. 6.3.1.5 Еволюція хмарності (водозпас),  $10^{-3}$  мм: ряд *a* — при зміненому тиску; ряд *б* — природний хід процесу. Цифри над рисунками — розрахунковий час у годинах. Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

Розподіл хмарності під впливом зміненого тиску (див. рис. 6.3.1.5) почав помітно проявлятися через 6 год. Це призвело до розмиття хмарності у природних умовах в одних місцях (9 і 12 год.) і формування (у разі зміненого тиску) в інших (див. 15 год.). Також змінений хід тиску вплинув на масштаб

площі хмар, яка займається. Великі зони хмарності (природні умови, 12 і 15 год.) стають більш структурованими і вузькими, (змінений тиск 2 і 15 год.). У науковій літературі появу таких вузьких смуг хмарності великої протяжності пов'язують з ЛХА, які утворюються в сейсмічно активних регіонах (див., наприклад [Гармаш и др., 1989; Морозова, 2005; Гохберг, Шалимов, 2010]) завдяки іонізації нижніх шарів атмосфери. У нашому випадку, як показало чисельне моделювання, поява ЛХА можлива, якщо приземний атмосферний тиск упродовж тривалого періоду змінюється під впливом додаткового фактору. Як було сказано вище, такі зміни атмосферного тиску інструментально спостерігалися й описані у праці [Садовский и др., 1978].

#### **6.4. Чисельне моделювання мікрофізичних конвективних хмар 28 липня 2008 р. у Карпатах та 6–10 вересня 2002 р. у Криму**

Для того, щоб максимально вірогідно оцінити вклад електричної коагуляції в інтенсивність опадів, необхідно визначити ключові параметри, метеорологічні умови та предиктори, які зумовлюють виникнення небезпечних явищ, що вивчаються. Серед головних ознак сильних опадів відзначають:

- зустрічний рух різних за своєю природою повітряних мас і присутність у них надлишкової водяної пари (перенасичення відносно льоду);
- сильні вихрові рухи хоча б в одній з повітряних мас, які наближаються до гірського масиву;
- наявність надпотужних купчастих утворень з кристалічними вершинами і перистими хмарами над ними;
- високо розташована тропопауза, що досягає 10 км і більше;
- сильні висхідні і компенсуючі їх низхідні рухи, які досягають 10 м/с і більше;
- певне поєднання механізмів опадоутворення з обов'язковою наявністю крупнокрапельної фракції.

- знаходження розподілу в часі і просторі ентропії, а також її виробництва.

Таким чином, перед тим, як перейти до чисельних розрахунків електричної коагуляції, проведемо моделювання опадів без, а потім з урахуванням електричних процесів.

З термодинамічної точки зору атмосфера є тепловою машиною, яка перетворює тепло в механічну енергію. Остання в результаті турбулентної і в'язкої дисипації, а також інших незворотних процесів знову перетворюється у тепло. В середньому за часом зберігається баланс, негативне і позитивне джерела ентропії компенсуються і Землю можна розглядати як відкриту стійку систему.

Останнім часом зарубіжні автори велику увагу приділяють детальному розрахунку бюджету ентропії при локальній радіаційно-конвективній рівновазі з використанням реалістичних моделей хмарності. Зокрема, у працях [Pauluis, Held., 2002, а,б; Zeng et al., 2005; Romps, 2008; Liu et al., 2011; Pascale et al., 2012] показано, що диференційний нагрів атмосфери, який відбувається у результаті конвергенції турбулентних потоків тепла у нижніх шарах та при радіаційному вихолодженні тропосфери у верхніх шарах, призводить до зменшення ентропії. Цей процес врівноважується виробництвом ентропії завдяки таким незворотнім процесам, як в'язка дисипація, дифузія тепла, водяної пари, а також незворотними фазовими переходами води в атмосфері.

Якщо від'ємне джерело ентропії можна досить надійно визначити за допомогою моделей циркуляції атмосфери (див., наприклад, [Белый, 2006, а; Белый, 2006, б; Белый, 2006, в; Белый, 2008], де стійкість атмосферних рухів та циркуляція атмосфери досліджуються спільно з повною енергією ентропії і пропонується математична форма співвідношень між ентропією і рухом), то позитивні джерела недостатньо вірогідні, оскільки в моделях загальної циркуляції атмосфери дрібномасштабні процеси, пов'язані з дисипацією, параметризуються, а не описуються явно.

Для моделювання еволюції мезомасштабних хмарних утворень у часі і просторі була використана система інтегродиференціальних рівнянь, які описують динаміку і термодинаміку атмосфери, а також розподіл хмарних частинок за розмірами. Система рівнянь включала рівняння руху повітря, нерозривності, рівняння для температури і вологості, кінетичні рівняння для функцій розподілу хмарних частинок і частинок опадів за розмірами [Belokobylski, Pirnach, 2000; Белокобыльский и др., 2004; Пирнач, 2008]. Хмарна мікрофізика формувалася шляхом нуклеації пару на ядрах конденсації і льодоутворення з подальшим зростанням (випаровуванням) частинок шляхом конденсації. Включалися також процеси замерзання крапель, озернення кристалів, коагуляції великих крапель з дрібними і т. д. За отриманими із системи рівнянь характеристиками за допомогою співвідношень, запозичених з праці [Хргиан, 1969], обчислювалися значення ентропії з її похідної в задані моменти часу.

Система розв'язувалася методом розщеплення на окремі підсистеми. Первісна система рівнянь була розбита на кілька підсистем, які відображали окремі фізичні процеси. Чисельна схема, яка застосовувалася для інтегрування рівнянь у часткових похідних, складалася з ланцюжка кінцево-різницевих схем, для кожної з яких розроблявся свій метод вирішення.

Оскільки конвективні утворення, які давали сильні опади, були досить потужними і часто проникали в тропопаузу і вище, то область інтегрування була продовжена до висоти 15 км. Це створило додаткові проблеми при обчисленні процесів у районі тропопаузи. Для їх реалізації був розроблений алгоритм, у якому область інтегрування за висотою розбивалася на окремі шари з різними граничними умовами. Критерії, за якими обиралися межі шару, визначалися за місцем його положення або за величиною вертикальної проекції швидкості. Граничні умови в шарові задавалися різними способами. На нижній і верхній межі загальної області проекція швидкості вертикальних рухів дорівнювала нулю. У проміжних шарах вважалася відомою функція,

отримана з попереднього етапу обчислення. На межах тропопаузи для більшості розрахунків вертикальна складова швидкості вітру  $w = 0$ .

Оскільки схеми обчислення вертикальних рухів, описані в розділі 6.2, змінюються залежно від поставлених завдань, опишемо коротко алгоритм їхнього обчислення при вирішенні даного завдання, а саме: на різних етапах вирішення загальної системи використовувалися різні комбінації рівняння для вертикальної швидкості і рівняння нерозривності. Рівняння для вертикальних рухів використовувалося на етапі обчислення процесів перенесення повітряних мас і мало вигляд

$$\frac{dw}{dt} = \Delta w.$$

У цьому випадку турбулентні вертикальні рухи визначалися горизонтальною і вертикальною адвекцією і турбулентними рухами, які враховувалися на першому етапі загальної обчислювальної схеми ( $t$  — час,  $\Delta w$  — складова, яка описує турбулентність).

Далі вертикальні рухи обчислювалися за допомогою рівняння нерозривності. Так само, як у праці [Пирнач, 2008], використовувалося рівняння

$$\frac{\partial \rho^j u^j}{\partial x} + \frac{\partial \rho^j v^j}{\partial y} + \frac{\partial \rho^j w^{j+1}}{\partial z} = 0$$

у вигляді

$$\left( \frac{\partial u^j}{\partial x} + \frac{\partial v^j}{\partial y} + \frac{\partial w^{j+1}}{\partial z} \right) \rho^j + u^j \frac{\partial \rho^j}{\partial x} + v^j \frac{\partial \rho^j}{\partial y} + w^{j+1} \frac{\partial \rho^j}{\partial z} = 0. \quad (6.4.1)$$

Продиференціювавши рівняння (6.4.1) за висотою, отримаємо [Белый, Пирнач, 2010]

$$\frac{\partial^2 w^{j+1}}{\partial z^2} + \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial w^{j+1}}{\partial z} + w^{j+1} \frac{\partial^2 \rho^j}{\partial z^2} = \frac{\partial F}{\partial z}, \quad (6.4.2)$$

$$F = - \left( \frac{\partial u^j}{\partial x} + \frac{\partial v^j}{\partial y} \right) \rho^j - \left( u^j \frac{\partial \rho^j}{\partial x} + v^j \frac{\partial \rho^j}{\partial y} \right). \quad (6.4.3)$$



Вирази (6.4.2, 6.4.3) використовувалися до тропопаузи. Вище тропопаузи рівняння нерозривності у спрощеному вигляді було представлено у наближенні нестисності повітря:

$$\left( \frac{\partial u^j}{\partial x} + \frac{\partial v^j}{\partial y} + \frac{\partial w^{j+1}}{\partial z} \right)_z = 0, \quad (6.4.4)$$

де  $j$  і  $j+1$  — значення невідомих величин, отриманих на попередньому етапі розщеплення та на заданому етапі відповідно;  $x$ ,  $y$ ,  $z$  — осі, направлені на схід, на північ та перпендикулярно до земної поверхні відповідно;  $u$ ,  $v$  — проекції швидкості вітру на осі  $x$  та  $y$  відповідно.

Рівняння (6.4.2–6.4.4) розв’язувалися методом прогону з використанням кінцевих різниць, направлених за напрямом. Крок по висоті відповідав 200 м, висота верхньої межі — 15 км. У горизонтальних координатах застосовувалися стиснуті (вкладені) і розтягнуті (зовнішні) сітки. Крок сітки варіював залежно від поставлених завдань.

Система рівнянь, яка відповідає за мікрофізичні процеси у хмарах, задавалася рівняннями (6.2.23–6.2.25).

Питома ентропія сухого повітря розглядалася як ідеальний газ у такому вигляді [Хргиан, 1969]:

$$S = C_p \ln \frac{T_1}{T_0} - AR \ln \frac{P_1}{P_0},$$

де  $T_0$ ,  $P_0$  — початкові значення температури і тиску, від яких ведеться відлік ентропії,  $C_p$  — теплоємність повітря при постійному тиску,  $A$  — термічний (тепловий) еквівалент роботи.

З огляду на те, що потенційна температура повітря (пропорційна його ентропії) і відношення суміші (питома вологість) при адіабатичних процесах є консервативними властивостями повітряної маси, запишемо рівняння ентропії з урахуванням адіабатичних процесів у вигляді

$$S = C_p \ln \theta + \text{const},$$

де  $\theta$  — потенційна температура.

Виробництво ентропії розраховувалося за допомогою співвідношень

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d\theta}{dt} \frac{C_p}{\theta},$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta}{\partial t} + u \frac{\partial\theta}{\partial x} + v \frac{\partial\theta}{\partial y} + w \frac{\partial\theta}{\partial z}.$$

Псевдоадіабатичні процеси розраховувалися шляхом заміни в розрахункових формулах потенційної температури на псевдопотенційну (вираз для потенційної і псевдопотенційної температур взято з праці [Матвеев, 1984]):

$$\theta = T_i \left( \frac{1000}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}},$$

$$\theta_p = T_p \left( \frac{1000}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}},$$

де  $T_p = T + 2,5s$ ;  $P$  — атмосферний тиск,  $s$  — вологість, г/кг,  $\theta$  — псевдопотенційна температура.

*Аналіз синоптичної ситуації за 26 липня 2008 р.* Коротко зупинимося на синоптичних процесах, які спостерігалися 26 липня 2008 року і зумовили катастрофічні опади, що викликали значні повені в Західній Україні. Весь період зливових опадів з 21 по 27 липня 2008 р. детально розглянуто у працях [Белый, Пирнач, 2009; Белый и др., 2009; Пирнач, 2009].

Як видно з рис. 6.4.1, *а*, над центральною і західною частиною України перебував фронт оклюзії, який простягнувся від Чорного до Середземного моря і перетинав перпендикулярно Карпати. Таке розташування фронту створювало сприятливі умови для зіткнення різних повітряних мас. Найбільш сильна опадоутворювальна активність спостерігалася тоді, коли декілька течій зливалися в одну. Це сприяло інтенсивному утворенню вихорів і потужних конвективних хмар, що різко збільшувало ймовірність випадання сильних опадів.

Аналіз супутникового знімка (рис. 6.4.2.1, *б*) виявив яскраво виражений хмарний вихор, який займав центральну і південно-західну

частини України. Центр хмарного вихору розташовувався над Івано-Франківською областю.

На рис. 6.4.2.2 зображено початковий стан атмосфери у вкладеній сітці, розрахований за допомогою діагностичної моделі [Белый и др., 2009] з кроками сітки по горизонталі, де  $s_x = s_y = 5$  км, і по вертикалі —  $s_z = 200$  м. За розподілом температури видно, що на рис. 6.4.2 теплий фронт над Карпатами, витягнувшись по перпендикуляру до хребта, розділив досліджувану зону на дві частини.

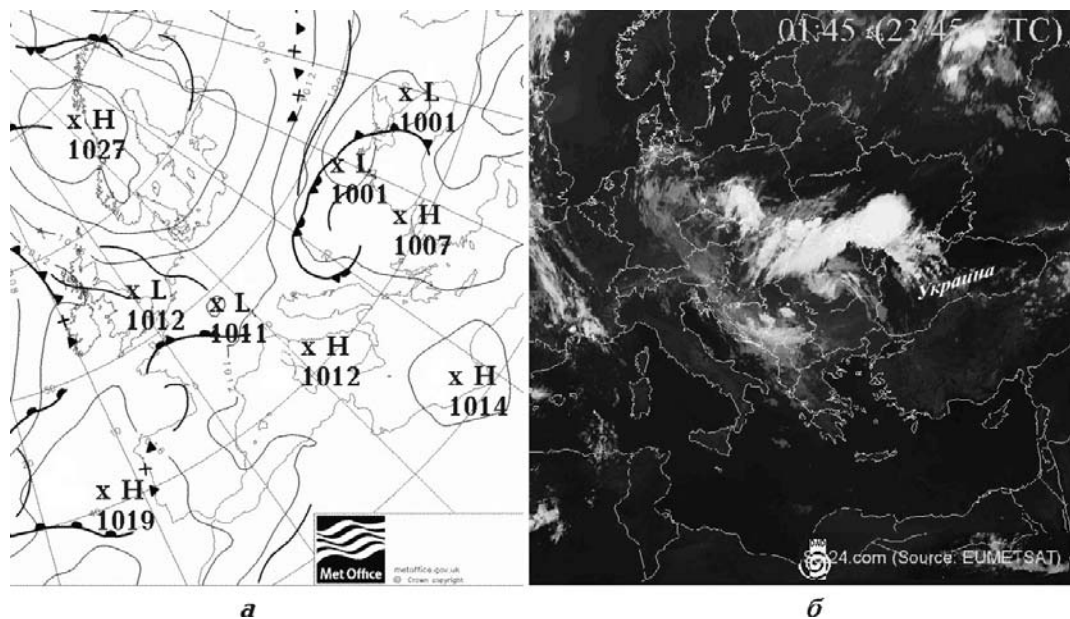


Рис. 6.4.2.1 Фрагмент приземної синоптичної карти 00:00 UTC (а) і супутниковий знімок хмарності 26 липня 2008 р. 23:45 UTC (б)

З південного заходу і північного сходу відбувалося затікання теплого повітря, а з південного сходу — холодного повітря. Така поведінка повітряних мас відбилася на розподілі всіх наведених характеристик. Особливо це помітно на розподілі вертикальних рухів і виробництві ентропії. На рисунку явно виражені смуги, які відповідають східному і південно-західному вторгненням повітряних мас. Окремі замкнуті осередки зниженої ентропії і циклонічних вихорів можуть розглядатися як попередники купчастої хмарності. Характерна наявність дрібних вихорів циклонічного і

антициклонічного обертань, які іноді організовувалися у смуги відповідного характеру.

Початковий стан ентропії характеризується максимальними її значеннями в холодній масі фронту, вочевидь визначається її більш стійкий стан.

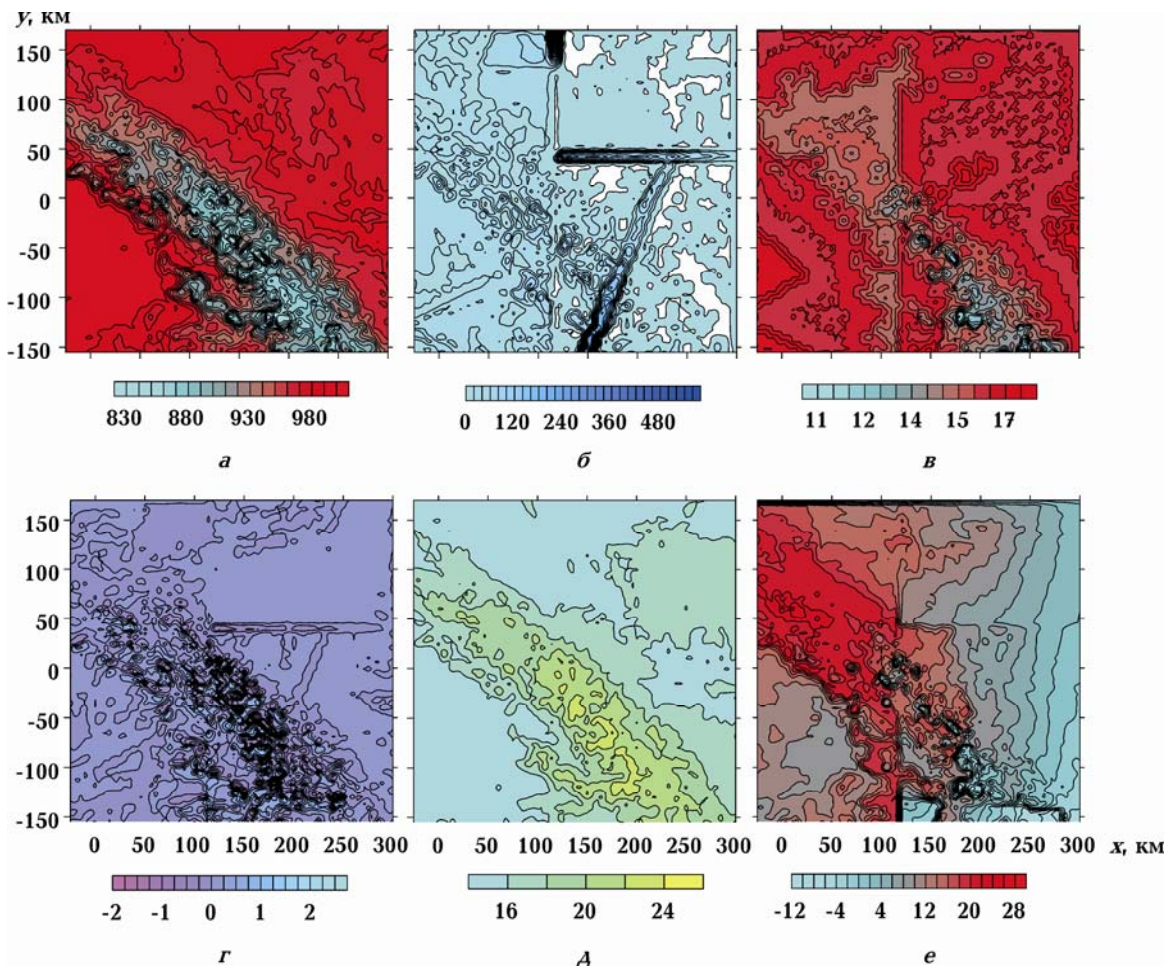


Рис. 6.4.2 Початковий стан атмосфери (23:30 UTC, 26.07.08): *a* — приземний тиск, гПа; *б* — максимальні по  $z$  вертикальні рухи; *в* — приземна температура, °C; *г* — вертикальна складова вихору на землі,  $10^{-3}/c$ ; *д* — ентропія; *е* — виробництво ентропії,  $1/c$ . Точка розрахунку  $x=y=0$  — м. Ужгород.

Початковий стан похідної ентропії за часом добре узгоджується з температурою, а також підкреслює поділ досліджуваної області за фізичними характеристиками. Її позитивні значення відповідають зміцненню стійкого

стану системи, а від'ємні — нестійкого. Як видно на рис. 6.4.2, тепла маса фронту прагне до стійкого стану, а холодна роздрібнена на окремі досить активні нестійкі осередки. Якщо врахувати, що виробництво ентропії відображає зміну ентропії з часом і характеризує стан системи на наступному часовому кроці (тобто за виробництвом ентропії можна визначати поведінку системи на наступному часовому кроці), то найбільш активні процеси очікуються в холодній масі повітря.

Еволюція хмарної атмосфери моделювалася за допомогою системи наведених вище інтегродиференціальних рівнянь і різного виду співвідношень, що характеризують розподіл ентропії у взаємозв'язку з хмарністю і опадами.

На рис. 6.4.2.3 зображена еволюція ентропії з урахуванням адіабатичних і псевдоадіабатичних (з урахуванням вологості) процесів.

Тут можна помітити, що ентропія, пов'язана з псевдоадіабатичними процесами, відрізняється від ентропії сухого повітря як за величиною, так і за розподілом. Така відмінність пов'язана з тим, що урахування вологості дозволило виділити в системі області, які найбільш сприяють вологій конвекції, тобто розвитку хмарності. Як показали подальші розрахунки, адіабатична ентропія добре узгоджується з осередками опадів, а псевдоадіабатична — з хмарністю.

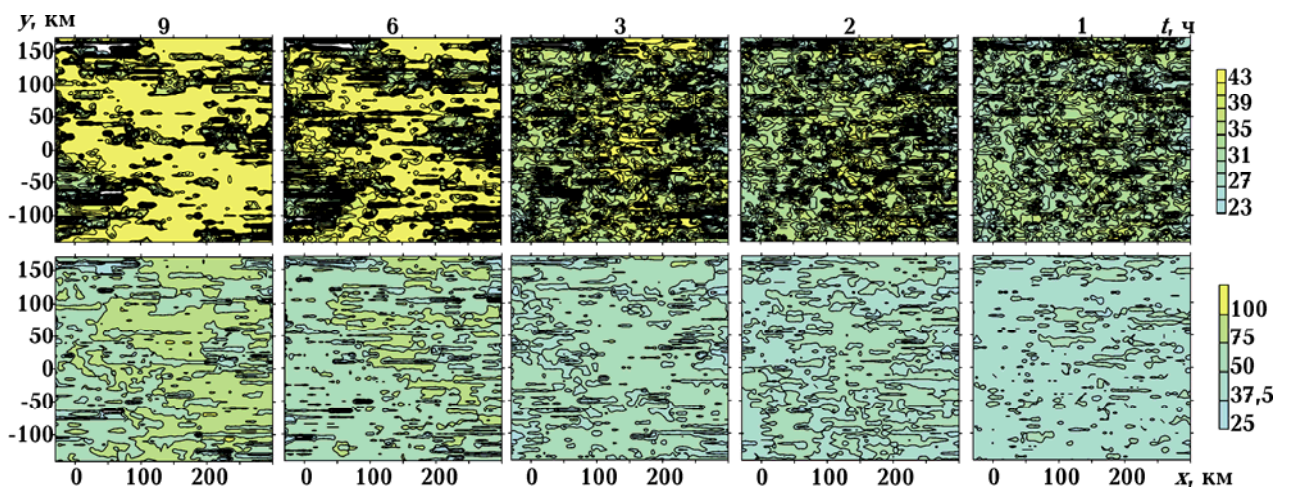


Рис. 6.4.2.3 Часовий і просторовий розподіл питомої ентропії сухого і вологого повітря при  $z = 3$  км. Верхній ряд — ентропія, розрахована для сухого повітря, Нижній — для вологого. Точка розрахунку  $x=y=0$  – м. Ужгород.

На рис. 6.4.4 представлені вертикальні розрізи хмарності при  $y = 25$  і 30 км. Розрізи атмосфери виявили дві області, що відповідають потужним конвективним хмарам, які пробивали тропопаузу. Ентропія сигналізувала про цю хмарність різкими вигинами для сухого повітря та замкненими областями або різкими вигинами для вологого.

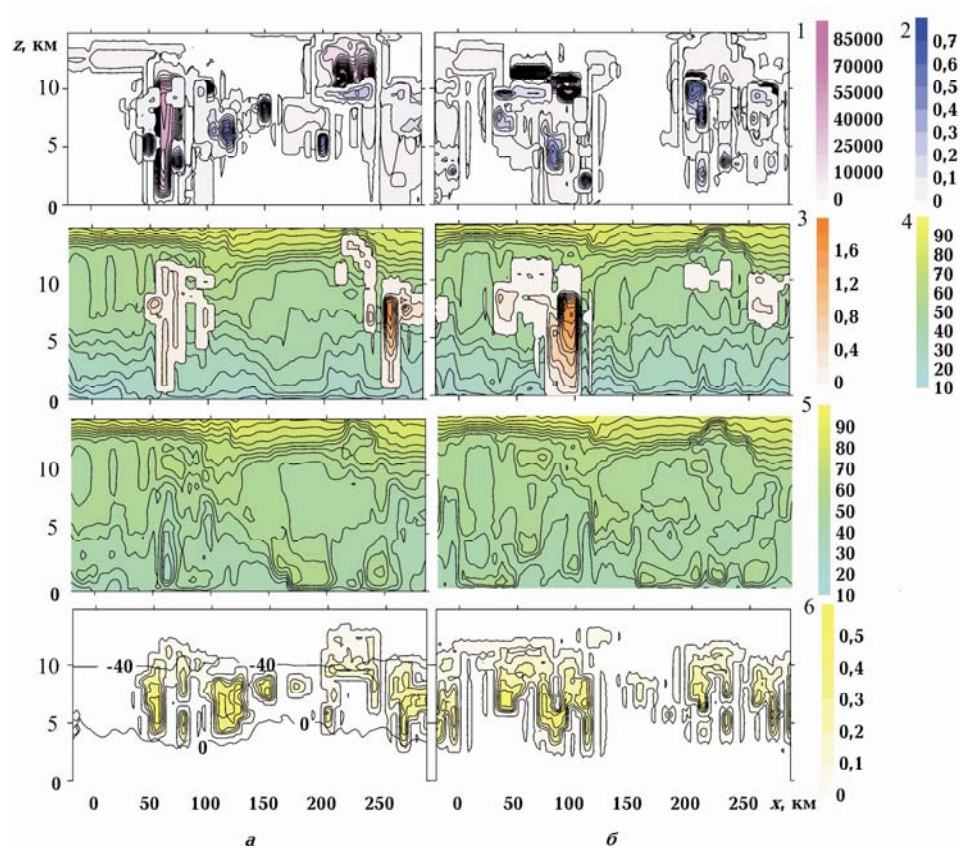


Рис. 6.4.4 Вертикальні розрізи хмарних характеристик при  $t = 1$  год.: **a** —  $y = 15$  км, **b** —  $y = 25$  км; (1 — концентрація кристалів, 1/г; 2 — водність хмари г/кг; 3 — обледеніння хмари, г/кг; 4 — питома ентропія сухого повітря; 5 — питома ентропія вологого повітря; 6 — перенасичення відносно льоду г/кг, температура, °С.

Хмари були змішаними, з кристалічними вершинами, концентрація кристалів у них досягала  $10^6/\text{г}$ . Засіваючи нижні, багаті вологою шари, ці кристали були потужним ресурсом для виробництва сильних і катастрофічних опадів. Зважаючи на водність і перенасичення відносно льоду, наявність вільної для сублімації і конденсації вологи мало місце практично у всій області. Але, оскільки нульова ізотерма перебувала високо, а перенасичення відносно льоду було від'ємним до висоти 2–3 км, то до Землі могли долетіти тільки частинки досить великих розмірів. Як видно з рисунку, осередки сильних опадів досягали Землі тільки в окремих вузьких проміжках, куди долітали розтанулі крижані частинки.

Слід зазначити, що нижче нульової ізотерми знаходиться крапельна фаза, яка утворюється після танення льоду. Вище ізотерми  $-40\text{ C}$  всі частинки перетворюються у крижану фракцію. Ізотерми зображені на рис. 6.4.4. Водність у заданій області розташована всередині хмарних утворень і розміщена на різних висотах. Це свідчить про те, що хмари мають зрілу форму розвитку. Наявність перенасичення відносно льоду вказує на те, що хмари надалі будуть посилюватися і можливе випадіння опадів. Також на рисунку представлені вертикальні розрізи питомої ентропії, яка залежить від адіабатичних і псевдоадіабатичних процесів, які добре узгоджуються з фазовими станами системи. Псевдоадіабатична ентропія відрізняється від адіабатичної ширшими і згладженішими областями. Як можна побачити, максимально розвинені процеси відповідають зонам з мінімальним значенням ентропії, а зони, де процес прагне до рівноважного стану, відповідають підвищеним значенням ентропії.

На рис. 6.4.5 зображені поля питомої ентропії сухого повітря та інтенсивність опадів для області, яка відповідає опадам, що випали над Івано-Франківськом. Як видно з рисунку, зони опадів, які випали, добре узгоджуються з осередками понижених значень питомої ентропії сухого повітря.

На рис. 6.4.6 показано взаємодію ентропії з хмарністю і опадами при  $t = 9$  год. у період зрілого стану хмарної системи. Особливо помітна залежність між ентропією сухого повітря й опадами. Осередки зниженої ентропії практично співпадають з осередками опадів. Рідкісні неспівпадіння цих осередків можна пояснити тільки тимчасовою невідповідністю, або, що більш ймовірно, деяким запізненням випадіння опадів або недостатньою активністю механізмів опадоутворення. Це підтверджує розподіл хмарності, де в області з відсутніми опадами знаходяться хмари з окремими ядрами підвищеного вмісту вологи.

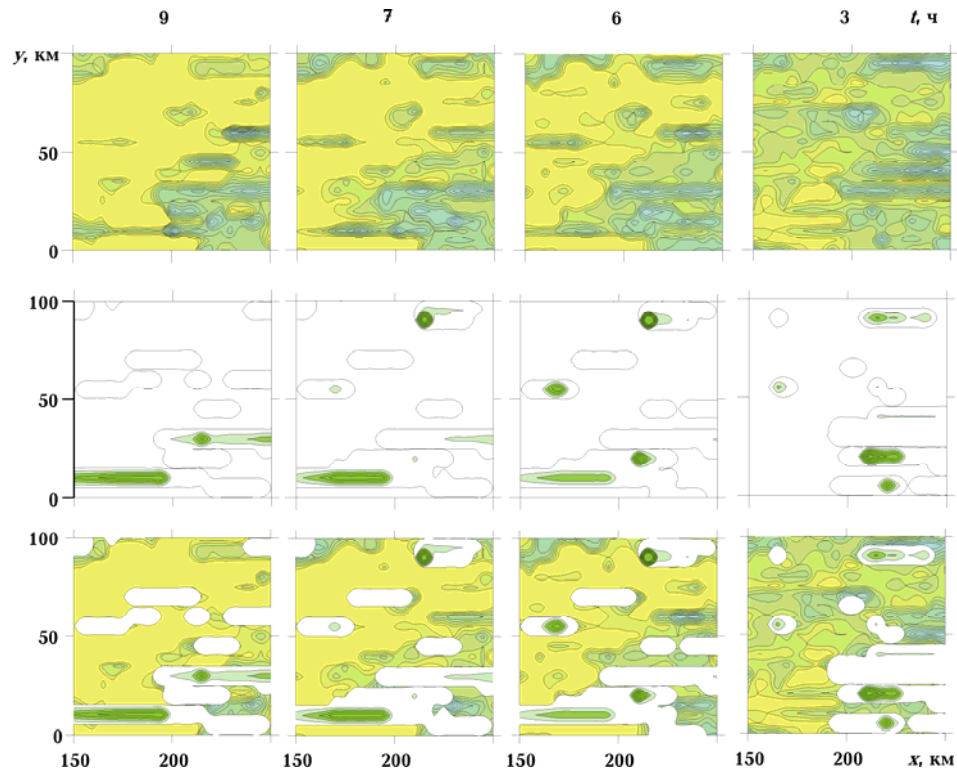


Рис. 6.4.5 Питома ентропія сухого повітря та інтенсивність опадів: Верхній ряд — питома ентропія сухого повітря; Середній ряд — інтенсивність опадів, мм/год; Нижній ряд — суміщені ряди.



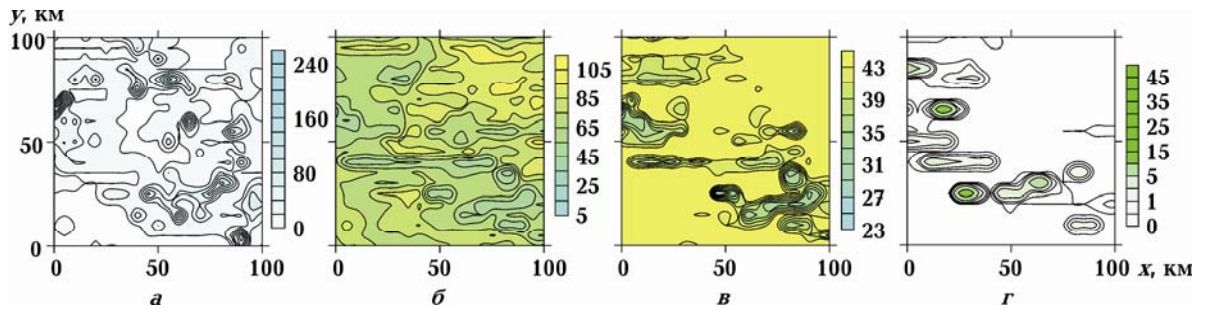


Рис. 6.4.6 Взаємодія ентропії, хмарності й опадів при  $t = 9$  год.: *a* — хмарність (інтегральні за висотою суми водності й обледеніння, зведені до розмірності сум опадів,  $10^{-3}$  мм), *б* — ентропія вологого повітря, *в* — ентропія сухого повітря, *г* — інтенсивність опадів, мм/год. Точка розрахунку  $x=y=0$  — м. Ужгород.

Часовий та просторовий розвиток ентропії добре узгоджується з розподілом хмарності та опадів. Ентропія вологого повітря за просторовим розподілом краще узгоджується з хмарністю, ентропія сухого повітря — з опадами. Епіцентри опадів практично збігаються з епіцентрами знижених значень ентропії сухого повітря. Зважаючи на спільні розрахунки ентропії і хмарності, ентропія сухого повітря може бути хорошим предиктором для визначення епіцентрів сильних опадів. Області зі зниженими значеннями ентропії вологого повітря займають ширші площі так само, як хмарність та опади.

*Чисельний експеримент 6–10 вересня 2002 р., Крим.* У цьому чисельному експерименті наведені результати дослідження особливостей формування та еволюції надпотужних купчастих хмарних систем при проходженні сильних паводків та інших катастрофічних явищ, викликаних опадами над Східним Кримом у серпні 2002 р. Цей період характеризувався незвичайною сукупністю різного роду катастрофічних явищ (повені, шторми, смерчі, градобій, катастрофічні опади, надпотужні конвективні хмари, землетруси і т. д.). У східній частині Криму впродовж 5–10 серпня кількість опадів досягла 3–4 місячні норми, що стало причиною паводків на річках південно-східного передгір'я Криму. Загальний підйом води досяг 1–3 м. Процес супроводжувався виходом води на заплаву, підтопленням

сільськогосподарських угідь, вулиць в Білогорську і Судаку. Загальне підвищення рівня на р. Кучук-Карасу поблизу с. Багате склало 3,63 м, що на 15 см перевищило історичний максимум, який фіксувався у серпні 1997 р. Внаслідок розмиву залізничної колії припинився рух поїздів на перегоні Останіно–Сім колодязів Придніпровської залізниці [Ивус, 2010].

Моделювання надпотужних купчастих утворень, що супроводжувалися сильними паводками, здійснювалося за допомогою системи повних рівнянь динаміки, термодинаміки і системи кінетичних рівнянь для функцій розподілу хмарних частинок за розмірами [Pirnach, 1998; Пірнач, 2005; Белый, Пірнач, 2009; Пірнач, 2009]. Були побудовані тривимірні діагностичні та прогностичні моделі хмарної атмосфери, які включали як широкомасштабну хмарність, так і купчасті утворення великої потужності. Основну увагу при моделюванні приділено надпотужним хмарним утворенням в епіцентрах сильних опадів, які спостерігалися у цей період. Використовувалися вкладені сітки з кроком від 0,2 до 5 км. Крок вибирався залежно від масштабів хмарних утворень і досліджуваних процесів.

Еволюція атмосферного фронту і його хмарних утворень моделювалася шляхом інтегрування системи, яка включала рівняння для проекції швидкості вітру, вмісту водяної пари, перенесення тепла, нерозривності і стану, а також рівняння для функції розподілу крапель і кристалів за розмірами. Спектри крапель і кристалів формувалися під впливом процесів седиментації, нуклеації, конденсації, сублімації, випаровування, коагуляції дощових крапель з дрібними краплями і кристалів з дрібними краплями.

Особливість алгоритму полягає у тому, що основна система рівнянь розбивається на окремі підсистеми, які виконують різні функціональні завдання і вимагають різних алгоритмів вирішення. З огляду на те, що основна увага приділена численним експериментам з потужними конвективними утвореннями, основний наголос робився на обчислювальні схеми, пов'язані з вертикальними рухами. Атмосфера розбивалася на окремі

шари за своїми фізичними властивостями (тропосфера, тропопауза, стратосфера та ін.) з різними граничними умовами.

Оскільки конвективні утворення, які давали сильні опади, були досить потужними і часто проникали у тропопаузу і стратосферу, область інтегрування була продовжена до висоти 15 км. Це створювало додаткові проблеми в обчисленні процесів у межах тропопаузи. Критерії, за якими вибиралася межа шару, визначалися або за місцем його знаходження, або за максимальною величиною вертикальної проекції швидкості. Граничні умови в шарі задавалися різними способами залежно від особливостей поставленого завдання. На нижній і верхній межі обчислювальної області проекція швидкості вертикальних рухів дорівнювала нулю. У проміжних шарах вважалася відомою функція, взята з попереднього етапу обчислення. На межах тропопаузи у більшості розрахунків вертикальна швидкість  $w = 0$ . Крок по вертикальній координаті становив 200 м. По горизонталі використовувалися як рівномірні, так і нерівномірні сітки. Крок вкладених сіток визначався масштабами досліджуваних процесів. Розтягнуті сітки визначали граничні умови і регулювалися залежно від синоптичного процесу, який визначав погоду в заданому районі.

Для побудови початкових полів використовувалися діагностичні моделі. Ці моделі широко застосовувалися для діагнозу стану атмосфери в обрані моменти часу, які зазвичай збігалися з моментами випуску радіозондів. Якщо випуск радіозонда для якогось пункту не збігався з обраним для моделювання часом, у модель вносили відповідну корекцію метеорологічних полів.

На основі змодельованих за даними радіозондування полів метеорологічних величин розраховувалися різні співвідношення, які характеризували стан хмарності у заданий момент часу (вертикальні рухи, функція струму, насичення відносно льоду, швидкість конденсації, а також її інтегральну за висотою величину як аналог інтенсивності опадів та ін.). Додатково використовувалася функція струму. Вона розраховувалася для

бездивергентного горизонтального руху в разі нестисненості повітря, коли можна виразити горизонтальні складові швидкості вітру через єдину скалярну функцію

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (6.4.5)$$

Підставляючи співвідношення (6.4.5) у рівняння для ліній струму

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v},$$

отримаємо  $d\psi = 0$ , де  $\psi = \text{const}$ . Це означає, що у випадку бездивергентного руху функція струму постійна вздовж кожної лінії струму.

Чисельні експерименти з вивчення умов формування сильних опадів у різних районах Східного Криму проводилися після детального вивчення синоптичної ситуації за допомогою синоптичних карт різного формату і призначення, а також аналізу супутникової інформації, що дозволяло вибрати оптимальні для поставленого завдання місце і час для побудови початкових полів.

На рис. 6.4.7 показана карта південно-східного Криму, де мали місце сильні опади, що викликали повені.

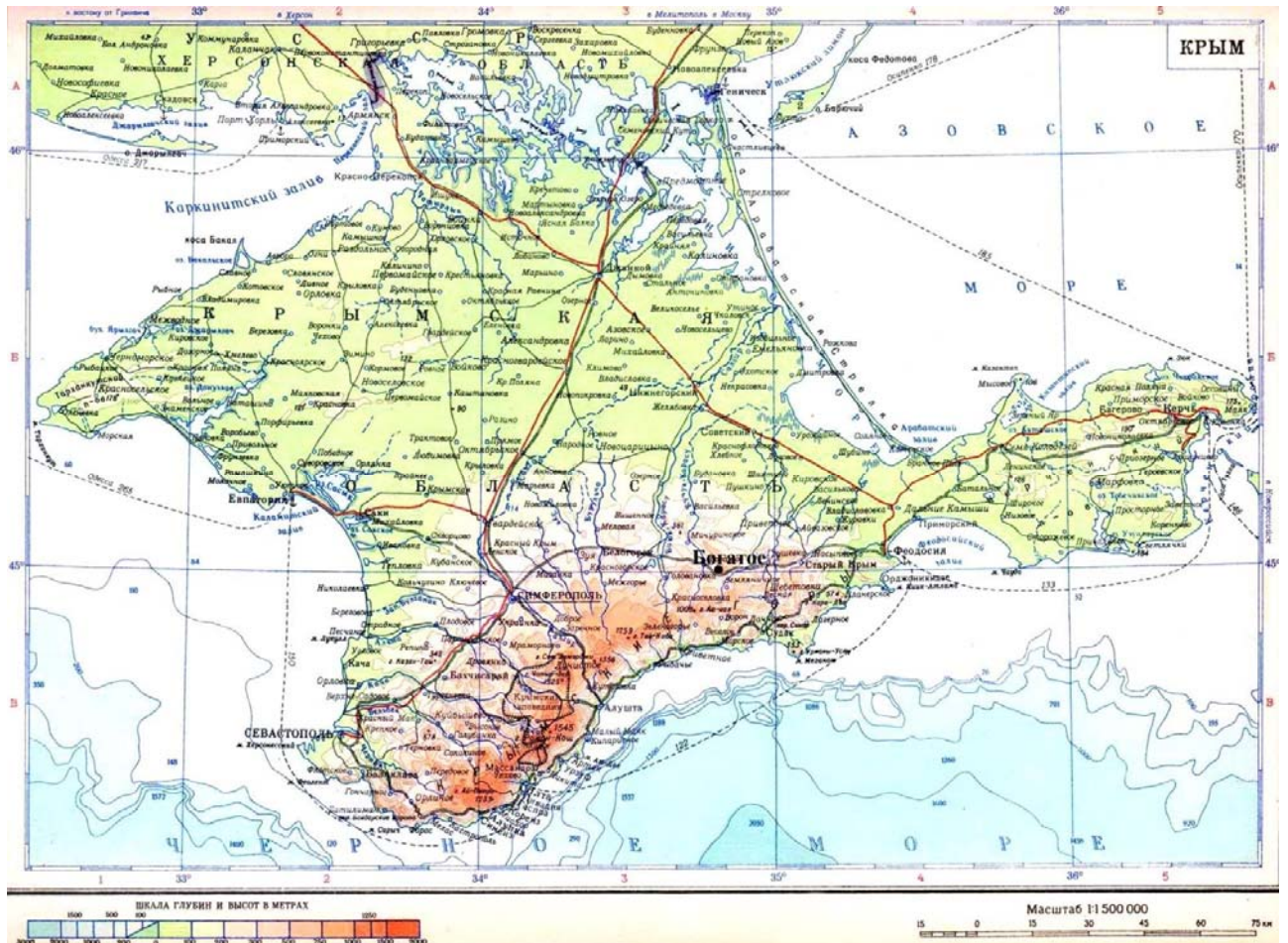


Рис. 6.4.7 Фрагмент карти південно-східної частини Криму. О — с. Багате, епіцентр максимальних сум опадів [Атлас, 1974].

Хмарні процеси, які спостерігалися в Криму в даний період, мали конвективний характер і вимагали для свого дослідження високу роздільну здатність обчислювальної сітки. Для загальної характеристики ситуації у Східному Криму наведемо результати моделювання з кроками вкладеної сітки по горизонталі 5 км при зовнішній сітці з кроком 100 км. При такому поділі можна побачити загальну характеристику розподілу метеорологічних величин у південно-східному Криму в момент подій, пов'язаних з сильними опадами.

Розрахунки проводилися як у прямокутній, так і в Z-сигма системі координат. На рис. 6.4.8 зображені горизонтальний розподіл динамічних та термодинамічних характеристик хмарності для моменту нічного зондування

8 серпня 2002 року в один з центральних періодів максимальної інтенсивності опадів.

Характерною особливістю розподілу метеорологічних елементів над територією Східного Криму був клин високих значень температури перед гірською частиною та у східних передгір'ях Криму. Області підвищеної температури були помітні навіть у горах. Значення тиску, зведені до рівня моря, утворювали замкнуту трикутну область підвищеного тиску, яка слугувала природним бар'єром для переміщення вологи, сприяла її накопиченню і формуванню мезомасштабних хмарних утворень. Контрасти температури і тиску на межі зазначеної області сприяли утворенню потужних купчастих хмар. Тепле повітря піднімалося на різні висоти, швидко охолоджувалося, при цьому швидкість конденсації у ньому збільшувалася, обумовлюючи швидке зростання частинок опадів. Ланцюг максимальних значень вихору швидкості, вертикальних рухів і швидкості конденсації вказував на місце розташування купчастих хмар у заданому районі. Вільна для сублімації водяна пара накопичувалася на півдні трикутника тиску. Мінімальні значення ентропії, як і її похідна, перебували на околиці області підвищеного тиску, що свідчило про найбільшу інтенсивність тут опадоутворювального процесу.

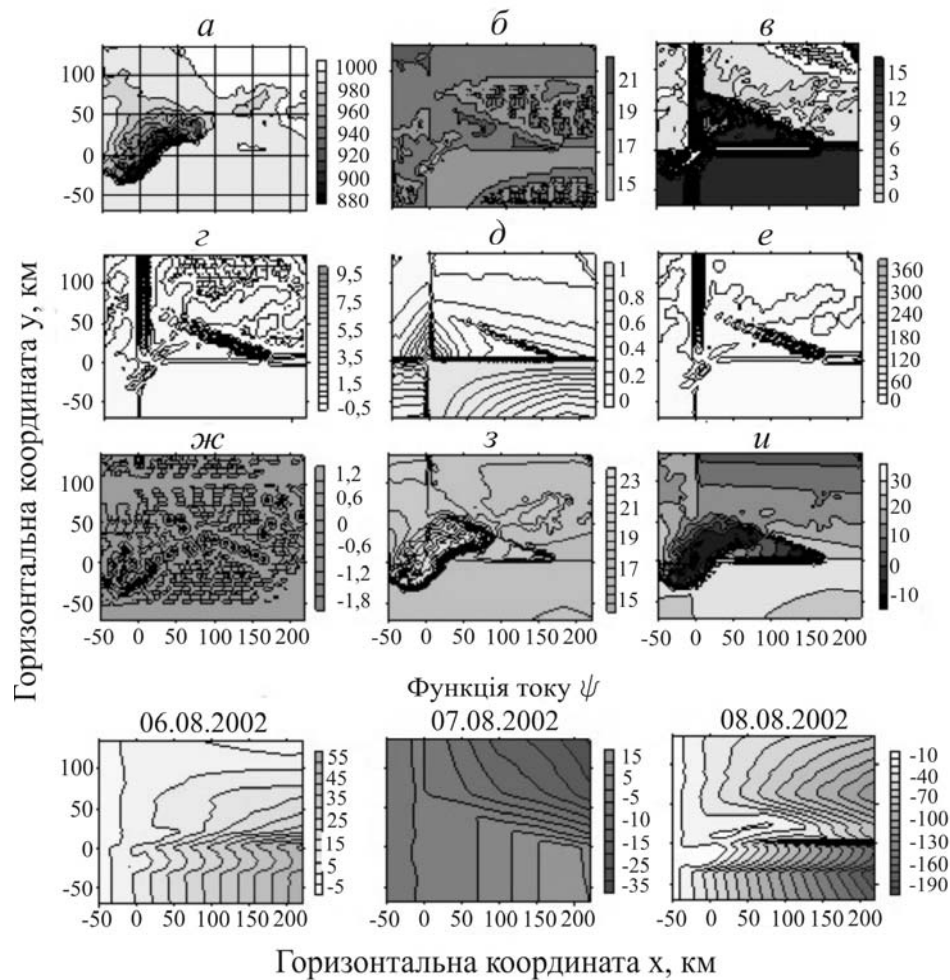


Рис. 6.4.8 Горизонтальний розподіл інтегральних і метеорологічних характеристик хмарної атмосфери (час зондування 00 год. 08.08.2002 р.): *а* — тиск (при  $z = 0$ ), гПа; *б* — температура, °C; *в* — товщина шару з висхідними рухами, км; *г* — інтегральна швидкість конденсації, мм/год; *д* — перенасичення водяної пари відносно льоду, мм; *е* — максимальні для шару швидкості висхідних рухів, см/с; *ж* — вертикальна складова вихору швидкості,  $10^{-3}/\text{с}$ ; *з* — ентропія; *и* — приріст ентропії;  $\psi$  — функція струму для трьох послідовних нічних зондувань,  $10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$ . Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

Судячи з розподілу функції струму, повітряні маси 6 серпня 2002 року о 00 год. мали циклонічну циркуляцію, а погоду у Східному Криму визначали повітряні потоки з південного сходу. Через 12 г од напрямок руху змінився

на протилежний і погоду над півостровом у ніч на 7 липня визначали потоки південного і південно-західного напрямку. Після цього циркуляція атмосфери почала різко змінюватися, і до 10 серпня над півостровом переважали циклонічні північно-східні потоки. На рис. 6.4.8 зображений період перебудови зазначеного процесу впродовж 6–8 вересня за допомогою послідовних просторових розподілів функції струму.

На рис. 6.4.9 зображені інтегральні характеристики хмарності, розраховані у декартовій системі координат, в якій нижня межа обчислювальної сітки редукувалася до рівня моря. Декартова система координат вибрана з метою більш чітко відобразити метеорологічну складову розвитку процесу.

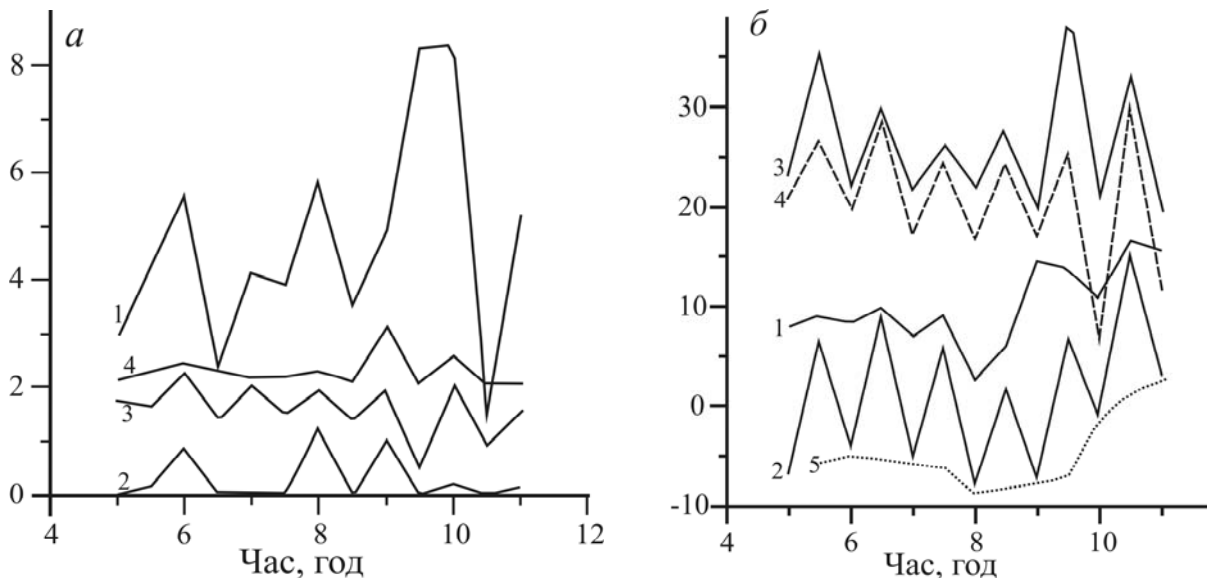


Рис. 6.4.9 Еволюція характеристик хмарності у період 5–11 серпня: *а* — максимальні за висотою інтегральні значення швидкості конденсації, мм/год (вкладена сітка) (1), максимальні інтегральні насичення відносно льоду, мм (2), максимальні та мінімальні значення ентропії, поділені на 10 (вкладена сітка) (3, 4); *б* — максимальні (1) і мінімальні (2) значення тиску, гПа (помножені на 100), максимальні (3) і мінімальні (4) значення температури, °С, мінімальні значення тиску у нічний час (5)

Як видно з рис. 6.4.9, 6, 8 і 10 серпня у нічні години спостерігалися три максимуми швидкості конденсації. Перший максимум відповідав процесу,



який закінчився сильними опадами 6 серпня. Для цього максимуму характерний його збіг з максимумом вільної для сублімації водяної пари. Для ентропії у цей час характерне різке зменшення різниці між максимальними та мінімальними значеннями.

Найбільші значення швидкості конденсації спостерігалися 9 – 10 серпня, однак кількість вільної для сублімації водяної пари різко зменшилася. У цей період зафіксовані найбільші розбіжності між максимальними та мінімальними значеннями ентропії. Найбільш сприятливою для утворення катастрофічних опадів була синоптична ситуація 8 серпня у нічні години. У цей час спостерігався найбільший максимум насичення відносно льоду і максимум швидкості конденсації при різкому зниженні тиску.

Варто звернути увагу на різке розходження у розподілі тиску в нічні і денні години. На жаль, у Сімферополі, та й по всій Україні, за винятком Кривого Рогу, не проводилося денне зондування, тому не можна з достатньою достовірністю проаналізувати еволюцію тиску в даний період у денні години. Можна сказати тільки одне, що його розподіл має ще більш складний характер, ніж у нічний час і вимагає не менше пильної уваги.

На рис. 6.4.10 зображений приклад просторового розподілу тиску в нічний час, у період, сприятливий для конденсації внаслідок зниження температури. Варто звернути увагу на велику неоднорідність його розподілу як по горизонталі, так і по вертикалі біля лінії  $y = 0$ . На схід від початку координат чітко видно трикутну область високого тиску, яка простежується до висоти 4 км. На висоті 6 км добре видна смуга високого тиску поблизу  $y = 0$ . На висоті 8 км знову домінує трикутна форма, і тільки на висоті 9 км все згладжується. Звернемо увагу на підвищені тиску біля поверхні Землі і на висоті 4 км. Розподіл тиску на цих поверхнях має подібну структуру. На висоті 2 – 3 км високий тиск у формі трикутника поєднується з розташованою нижче смугою високого тиску.

Ці області відіграють особливу роль в утворенні сильних опадів. Вони, як акумулятори, збирають навколо себе вологу, яка утримується,

накопичується та конденсується при зниженні температури, а потім випадає у вигляді сильних опадів з купчастих хмар, які утворюються у цих зонах.

Судячи з розподілу функції струму, яка показує, що на півночі вітер дме в основному в східному напрямку, а над морем — у західному, ми маємо фронт із хвилями, в якому тепла гілка розташована на півночі, а холодна — на півдні. Вище 4 км холодне повітря з півночі і заходу нівелює теплу гілку атмосферного фронту. Така структура метеорологічних полів над східною частиною Криму сприяла утворенню осередків купчасто-дошової хмарності з дуже сильними опадами.

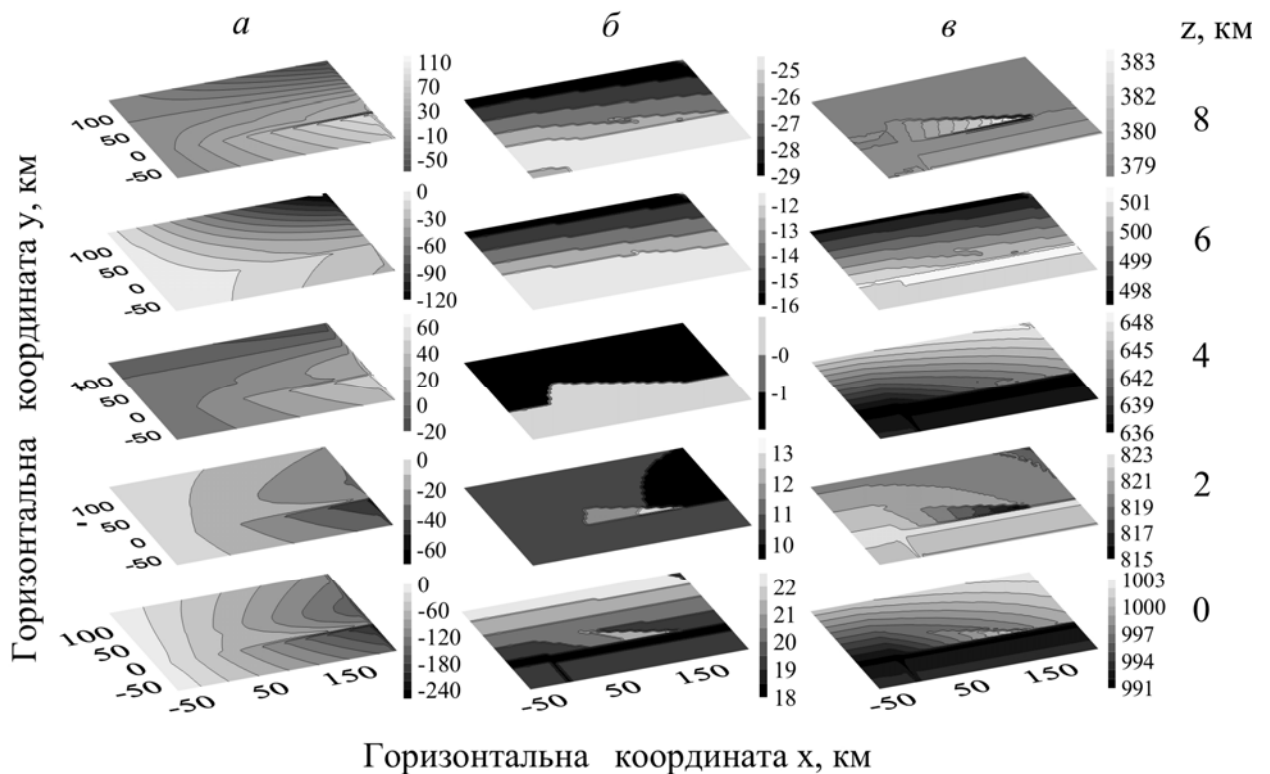


Рис. 6.4.10 Просторовий розподіл тиску, температури і повітряних мас у декартовій системі координат (00 год. 8 серпня 2002 р.): *a* — ізолінії функції струму,  $10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$ ; *b* — температура,  $^{\circ}\text{C}$ ; *v* — тиск, гПа.

Розглянемо еволюцію хмарності та опадів для найбільш активного періоду — 6–8 серпня 2002 р. Досліджувалася мезомасштабна хмарність з розмірами у сотні кілометрів, а також хмарні утворення меншого масштабу

аж до окремих купчастих хмар. При моделюванні використовувалися вкладені сітки з кроком 5 км, 2 км, 1 км, 200 м.

Зупинимося докладніше на моделюванні купчастих хмар у районі с. Багате, яке опинилося в епіцентрі сильних опадів. На рис. 6.4.11 представлено просторовий розподіл хмарності та ентропії через 2 год. еволюції (крок вкладеної сітки 5 км). При такому кроці є можливість відобразити картину хмарності в усьому досліджуваному районі.

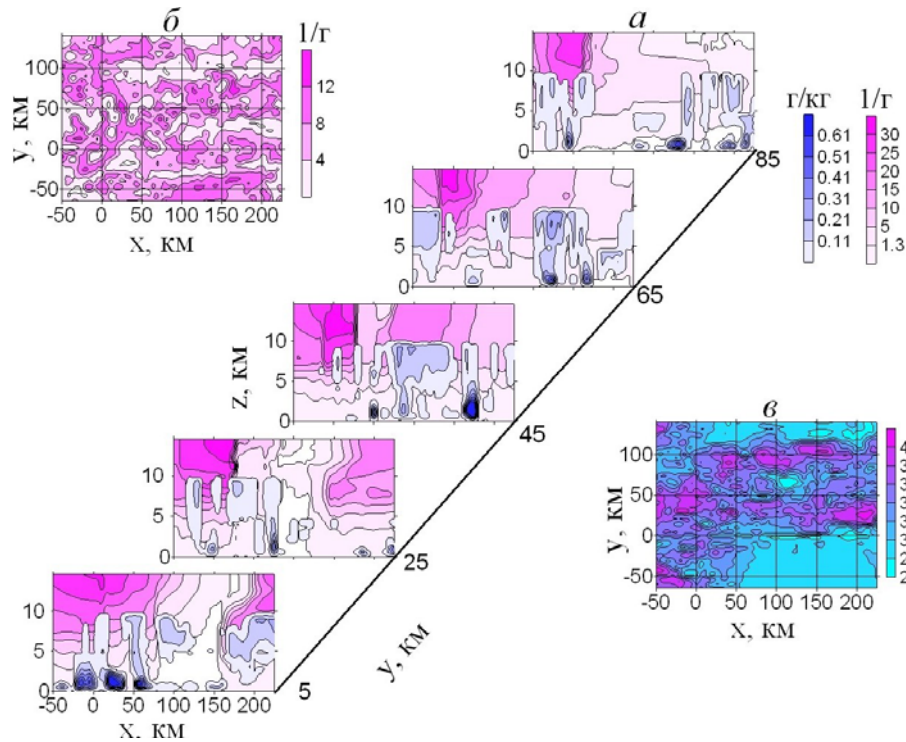


Рис. 6.4.11 Просторовий розподіл хмарності та ентропії: *a* — вертикальні розрізи водності й обледеніння, при різних значеннях  $y$ ; *б* — горизонтальний розподіл інтегральних по  $z$  хмарних частинок; *в* — горизонтальний розподіл ентропії. Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

У вказаному вище епіцентрі в даний момент суцільної хмарності не було. Вона насувалася на цей район з північного сходу і південного заходу, а тут виникали окремі потужні хмарні утворення масштабом кілька кілометрів, а то і сотні метрів. Потужні хмарні утворення, які пробивали тропопаузу, спостерігалися на півночі, заході і сході від епіцентру опадів (див. рис. 6.4.11). Найбільш небезпечними були потужні купчасті хмари з

кристалічними вершинами і потужними змішаними або водними шарами під ними. Горизонтальний розподіл ентропії сигналізував про цю хмарність мінімальними значеннями. Наявність мінімальних значень ентропії і потужних змішаних хмар з кристалічними вершинами (при  $100 < x < 150$  км та  $y = 65$  км) є прикладом для визначення потужних конвективних хмар. Хмари були змішаними, з кристалічними вершинами. Концентрація кристалів у них досягала  $10^6/\text{г}$ . Засіваючи нижні, багаті вологою шари, ці кристали були головним чинником у формуванні сильних і катастрофічних опадів.

Розподіл опадів мав плямисту структуру (див. рис. 6.4.12). Осередки сильних опадів час від часу з'являлися в різних місцях. Суми опадів і кількість осередків помітно збільшувалися при урахуванні коагуляційних процесів. У районі с. Багате пляма сильних опадів була помітна при  $t = 6$  год. При  $t = 9$  год. суми опадів і розміри плям були максимальні, потім почали знижуватися. Такий хід опадоутворювального процесу спостерігався при включенні всіх запрограмованих процесів коагуляції з максимальними коефіцієнтами. Максимальні за площею суми опадів у цьому випадку іноді перевершували  $50 \text{ мм}/3 \text{ год}$ . При зменшенні інтенсивності процесів коагуляції, особливо великих крапель з дрібними, максимальна інтенсивність опадів зменшувалася, у зв'язку з цим зменшувалася і тривалість існування епіцентрів сильних опадів. При розрахунках для плоского рельєфу суми опадів були найменшими, а в районі с. Багате плями з сильними опадами не спостерігалися.

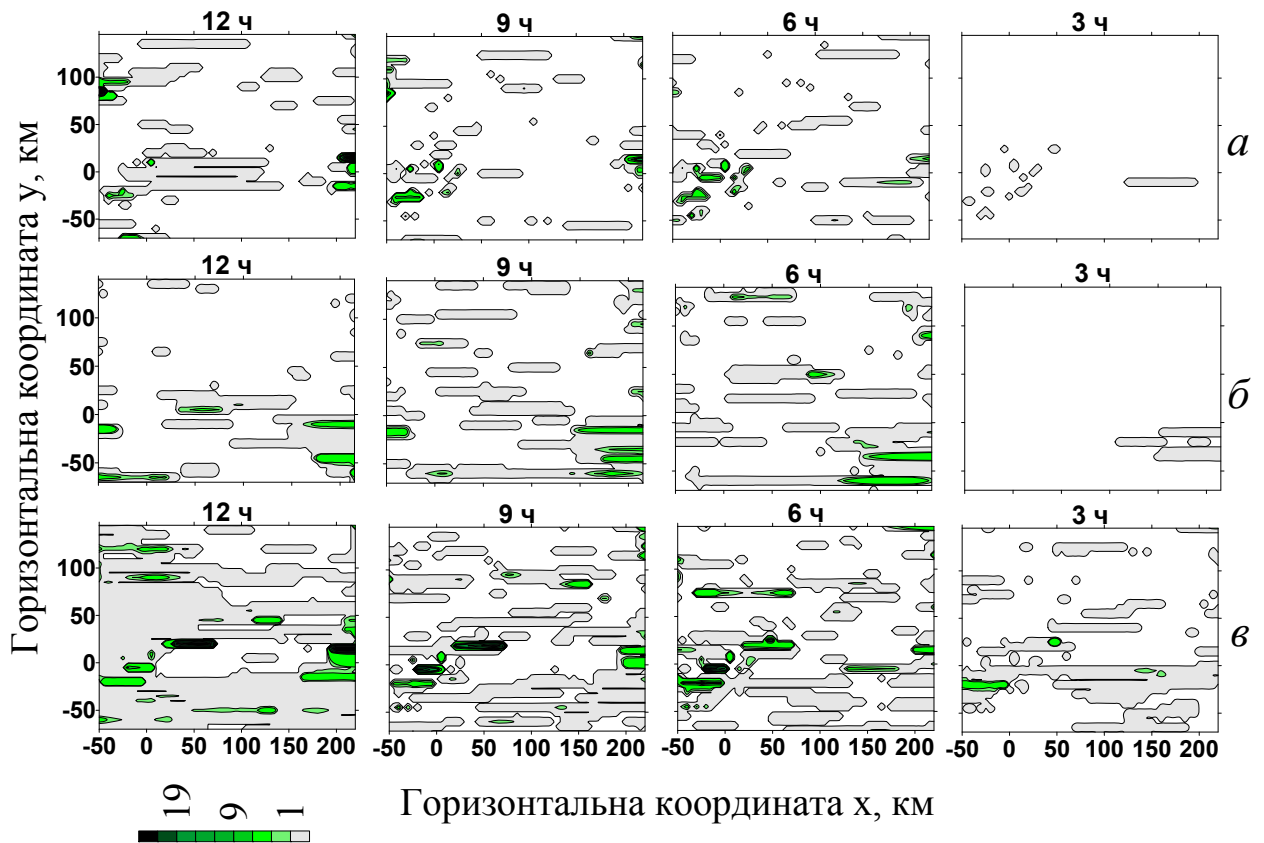


Рис. 6.4.12 Суми опадів (мм/год) за перші 12 год. еволюції хмарності: *а* — розрахунки, проведені без коагуляційних процесів; *б* — у розрахунках відсутня орографія; *в* — розрахунки проведені з максимальною інтенсивністю коагуляції для складного рельєфу. Цифри над рисунками — час еволюції хмарності, год. Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

Як відомо, опади залежать від багатьох чинників — початкових умов, інтенсивності процесів опадоутворення, орографії та ін. Всі ці фактори ретельно досліджувалися і використовувалися при аналізі причин утворення катастрофічних опадів. На рис. 6.4.12 представлений приклад аналізу сумарного впливу коагуляції дрібних крапель з дощовими краплями і кристалами на еволюцію сум опадів при нульових початкових умовах. Як видно, визнаючи вирішальний вплив динамічних чинників на опади, мікрофізичними процесами також не можна нехтувати. При утворенні катастрофічних опадів у літній період на тлі сприятливих динамічних умов коагуляційні процеси домінують. На рис. 6.4.12 у районі  $20 < x < 60$  км,  $0 < y < 50$  км.

<50 км, де знаходився епіцентр фактичних сильних опадів, останні мали місце тільки при врахуванні у розрахунках процесів коагуляції.

На рис. 6.4.13 зображені просторові розподілу полів питомої ентропії сухого повітря, хмарності та температури потужної конвективної хмари (крок вкладеної сітки 200 м). Часовий та просторовий розподіл хмарності добре узгоджується з розподілом ентропії і температури.

Область мінімального значення приземної ентропії при  $158 < x < 160$  (рис. 6.4.13, б) знаходиться під потужною конвективною хмарою, вертикальна протяжність якої досягала 11 – 12 км (див. рис. 6.4.13, в, г). Область максимальної концентрації кристалів, що знаходиться у кристалічній вершині хмари, перетинається з областю мінімальної ентропії на землі. На вертикальному розрізі температури (див. рис. 6.4.13, д) хмарі відповідають різкі злами і підйом ізотерм, які простежуються до висоти 15 км. У зазначених межах розподіл температури має велике зрушення в області тропопаузи.

Таким чином, при прогнозі особливо небезпечних явищ погоди, сильних і катастрофічних опадів, крім інших факторів, як одного з основних предикторів можна використовувати ентропію. Виходячи з комбінованих розрахунків ентропії і хмарності, можна зробити висновок, що зниження ентропії сухого повітря може бути надійним предиктором для визначення епіцентрів сильних опадів.

Щоб з'ясувати причини виникнення катастрофічних опадів в епіцентрі (с. Багате), була виконана серія чисельних експериментів з використанням діагностичних і прогностичних моделей для складного і плоского рельєфів. Такі паралельні розрахунки дозволяють більш чітко визначити роль метеорологічних і орографічних чинників в еволюції потужної хмарності і сильних опадів.

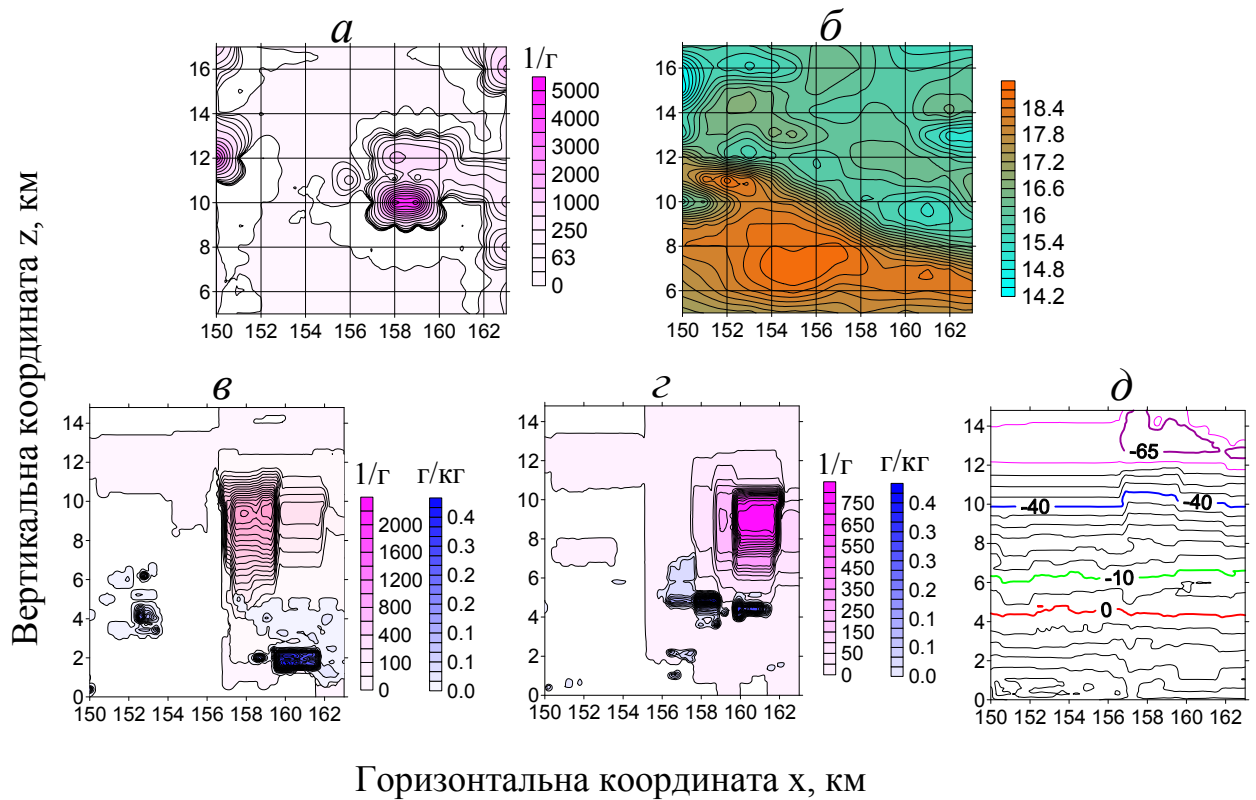


Рис. 6.4.13 Просторовий розподіл ентропії, хмарності та температури: *a* — горизонтальний розподіл максимальних по  $z$  хмарних частинок; *б* — приземний горизонтальний розподіл ентропії; *в, г* — вертикальні розрізи водності та обледеніння при  $y = 9,8$  км (*в*),  $y = 10$  км (*г*); *д* — вертикальний розріз температури. Точка розрахунку  $x=y = 0$  км – м. Сімферополь.

На рис. 6.4.14 зображено просторовий розподіл інтегральних та метеорологічних характеристик у районі с. Багате. Для плоского рельєфу у значеннях тиску, температури, ентропії і ліній струму ніяких особливих збурень в атмосфері помічено не було. Тиск і ентропія повільно росли з південного заходу на північний схід. Висхідні рухи і швидкість конденсації сигналізували про деяке збурення, що спостерігалось у діагональній частині чисельної області.

Результати моделювання для складного рельєфу мали дещо іншу картину (див. рис. 6.4.14, II). Майже всі характеристики мають плямисту структуру. Зони зниженої ентропії чітко виділяються у центральній частині і

на північний схід від неї. Лінії струму набувають кривизну з циклонічною циркуляцією. Ізолінії перенасичення відносно льоду відрізняються не так помітно. В обох випадках кількість вільної для сублімації водяної пари повільно зростає з південного заходу на північний схід. Швидкість конденсації і висхідні рухи своїми областями з максимальними значеннями вказують на центри дії хмаро- та опадоутворювальної активності. Плямиста структура метеорологічних характеристик з часом зумовила плямисту структуру хмарності та опадів (див. нижче рис. 6.4.15 – 6.4.17) і сформувала осередки потужної купчастої хмарності.

Розподіл різниці тиску між висотами 7 і 4 км виявився подібним до розподілу ентропії, але в оберненопропорційній залежності. Висоти були обрані таким чином, щоб шари з найбільшою хмарною та опадоутворювальною активністю, а також шар з ізотермою  $-12^{\circ}\text{C}$  входили у цей проміжок. Максимальні градієнти тиску в цьому шарі викликали максимальні значення вертикальних рухів і швидкості конденсації, а з ними й інтенсивність опадів. Розподіл вихору підкреслює, що купчасті хмари складають ланцюги як із циклонічною, так і з антициклонічною спрямованістю руху. Наступним завданням для чисельного моделювання було вивчення специфіки еволюції характеристик хмарності та опадів. На рис. 6.4.15 зображені деякі характеристики змодельованої еволюції хмарності при  $t = 2$  год.



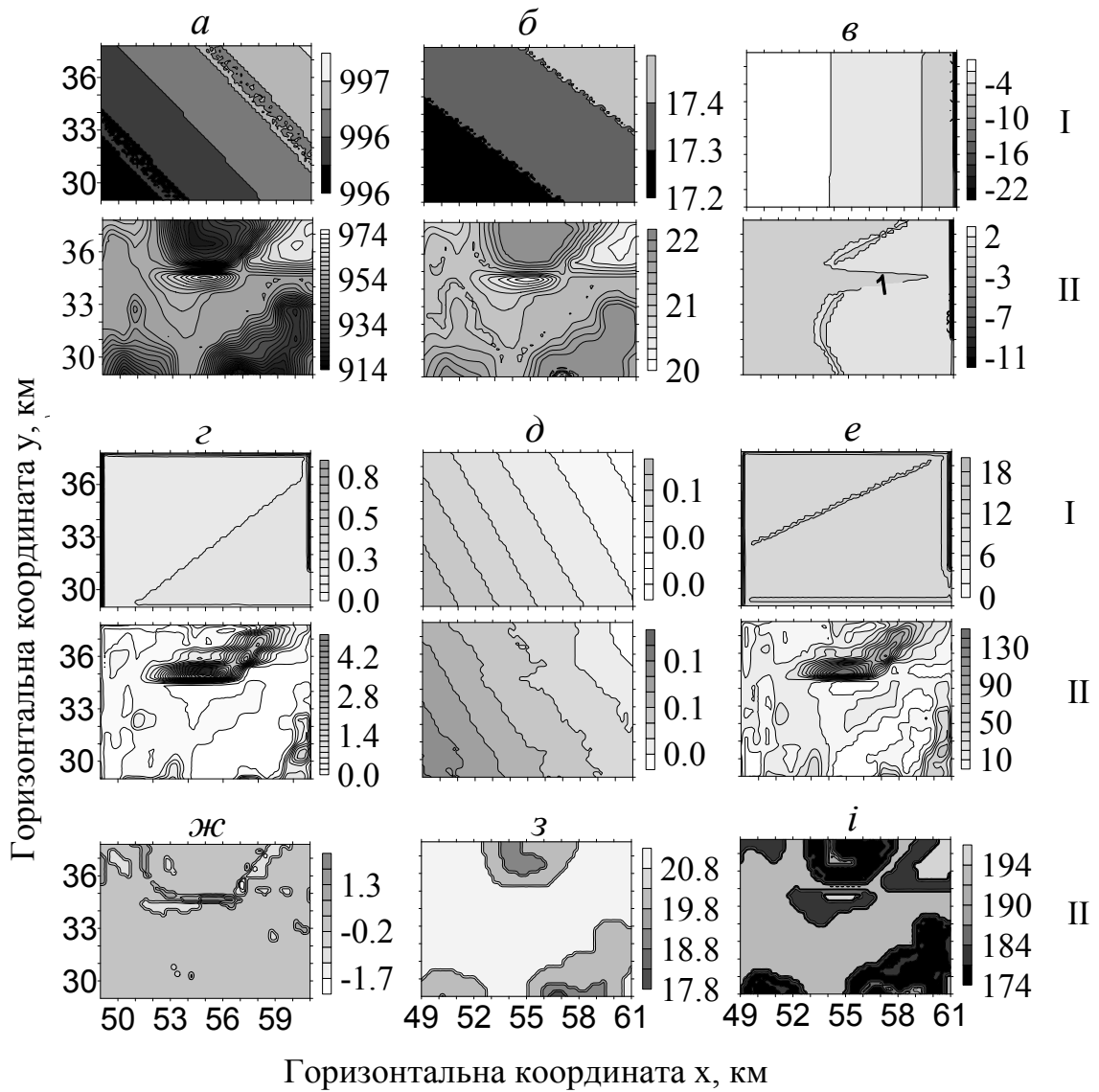


Рис. 6.4.14 Характеристики хмарної атмосфери 8 серпня 2002 р. о 00 год.: I — плоский рельєф; II — складний рельєф (*a* — тиск, гПа; *б* — ентропія; *в* — ізолінії функції струму; *г* — інтегральна швидкість конденсації у шарі; *д* — інтегральне перенасичення відносно льоду, мм; *е* — максимальні у шарі висхідні рухи, см/с; *ж* — вертикальна складова вихору швидкості,  $10^{-3}$ /с; *з* — температура, °С; *і* — різниця між тиском на висотах 4 та 7 км, гПа). Точка розрахунку  $x=y=0$  км – м. Сімферополь.

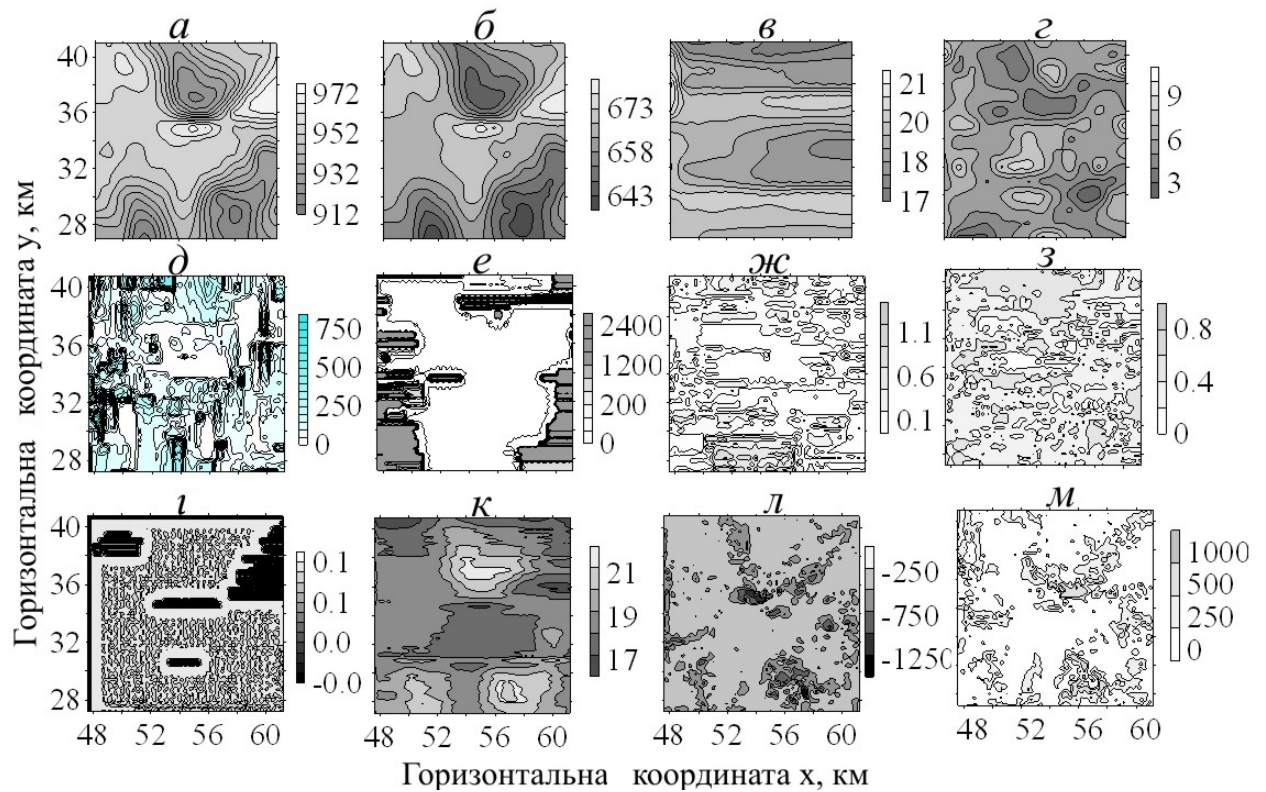


Рис. 6.4.15 Характеристики хмарності через 2 год. їхньої еволюції: *a, б* — тиск на висоті 0 та 4 км, гПа; *в, г* — температура на цих рівнях, °C; *д* — максимальні у шарі вертикальні рухи, см/с; *е* — максимальні у шарі значення концентрації кристалів, 1000/год; *ж* — максимальні значення вологості, г/кг; *з* — максимальні значення вихору, 1/1000 с; *и* — мінімальні значення вихору, 1/1000 с; *к* — ентропія,  $10^{-3}$  кал/г; *л* — приріст ентропії,  $10^{-6}$  кал/г·с

Як видно з рис. 6.4.15, розподіл тиску мав плямисту структуру із замкнутою областю високого тиску в центрі розрахункової області. Приземна температура мала смугасту структуру, а на висоті — плямисту. Окремі мінімуми ентропії, а також циклонічні і антициклонічні вихори свідчили про майбутні сильні опади у цій області.

Головною особливістю розподілу мікрофізичних характеристик атмосфери була наявність області, вільної від кристалічних, а частково і від водних хмар, у якій почали з'являтися окремі купчасті хмари. Згодом ці

хмари, розвиваючись, вбирали з оточення вільну для конденсації і сублімації вологу і перетворювалися в потужні купчасті утворення, що як наслідок дали сильні опади.

Ці утворення втягували у себе вільну для сублімації водяну пару з навколишнього повітря, стимулюючи швидке зростання опадів. Даючи сильні зливи, вони швидко розпадалися і утворювалися знову, за звичай, вже в іншому місці. Явище висушування потужними купчастими хмарами навколишнього повітря останнім часом привертає до себе увагу вчених, як теоретиків, так і експериментаторів [Pauluis, Heald, 2002 а, б; Rooms, 2008]. Чисельні експерименти показали, що в досліджуваному випадку умови для появи таких хмар створюються при наближенні різних переобводнених фронтальних хмарних систем. Оскільки досить часто водяна пара рухається швидше, ніж сама система, то перед хмарними масивами створюються умови для спонтанного виникнення потужних хмар. Висушуючи вологу з навколишнього середовища, вони роблять з неї катастрофічні опади.

На рис. 6.4.16 показана змодельована еволюція хмарності за перші 12 год. з урахуванням коагуляції кристалів з краплями.

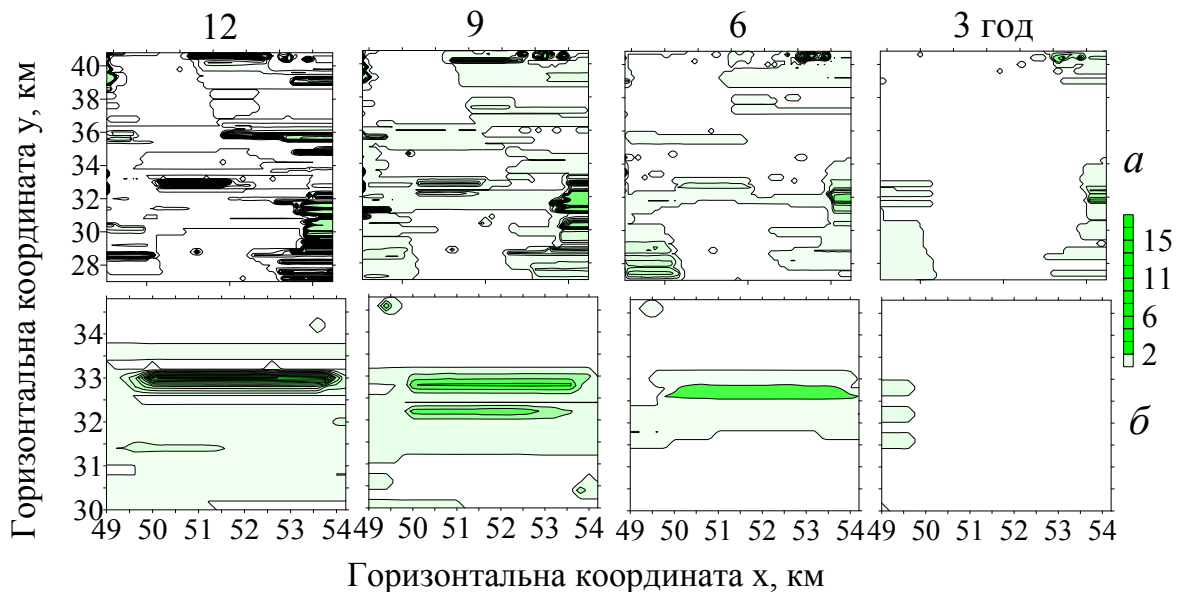


Рис. 6.4.16 Змодельована еволюція сум опадів (мм/год) у перші 12 год. розвитку хмарності поблизу с. Багате та сусідніх територій: *a* — розширена область; *б* — с. Багате. Цифри над рисунками — кінцевий строк суми опадів, год.

На рис. 6.4.17 показана еволюція сум опадів у перші 12 год. змодельованої хмарності з урахуванням усіх механізмів коагуляції:

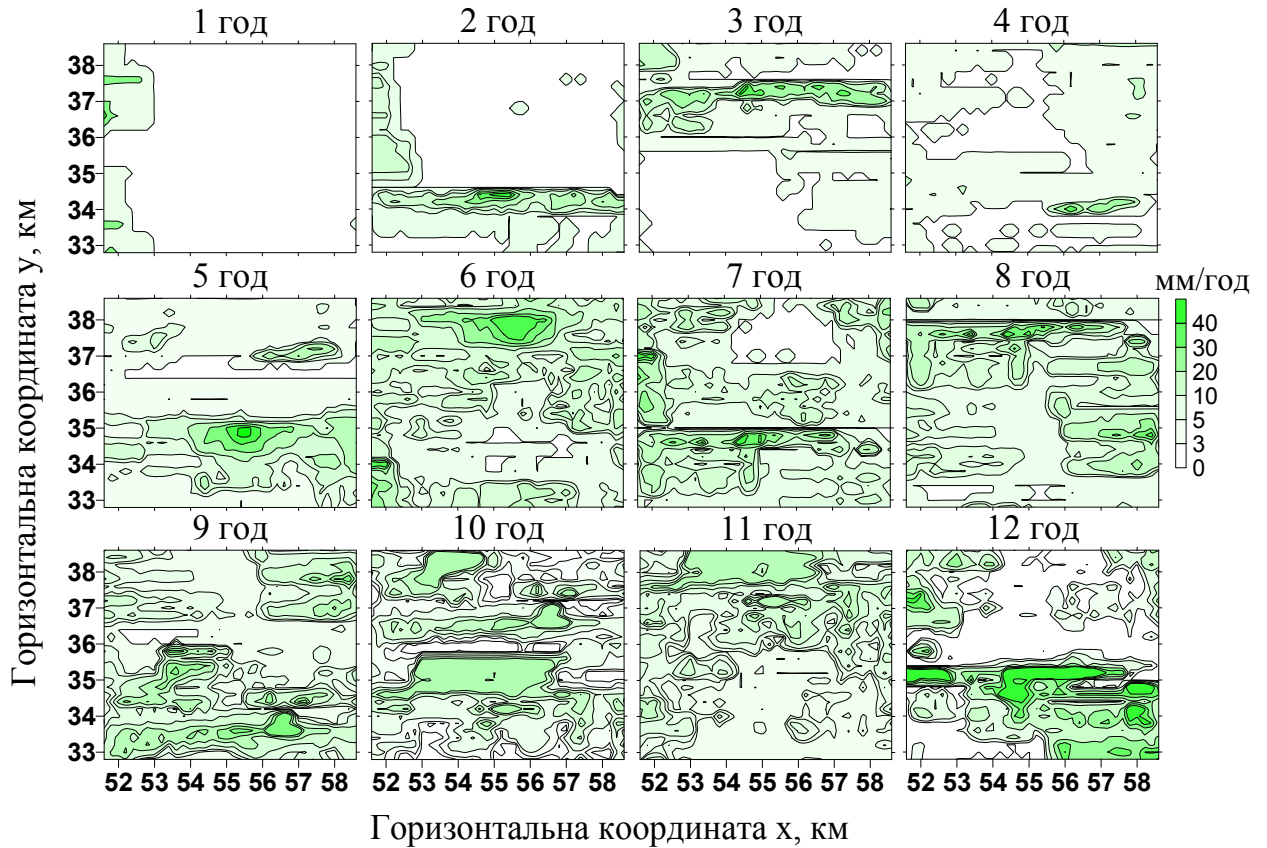


Рис. 6.4.17 Змодельована еволюція інтенсивності опадів з урахуванням усіх механізмів коагуляції

Як видно з рис. 6.4.17, суми опадів сягали катастрофічних значень і визначалися не тривалим випадінням опадів, а окремими короткоживучими конвективними утвореннями з сильними зливами. Для цього району характерно, що хмарні системи насувалися на нього зі сходу і заходу, а у проміжку між ними була безхмарна атмосфера. У ній періодично з'являлися то в одному, то в іншому місці купчасті утворення, даючи опади катастрофічного характеру. Зливаючись з великими хмарними масивами, ці хмари могли розчинитися в них, а могли й посилитися залежно від термодинамічних умов проходження повітряних мас над заданою територією.

## **6.5. Чисельне моделювання мікрофізичних та електричних характеристик конвективних хмар**

Електричні процеси, які відбуваються у хмарах, різні залежно від їхнього фізичного стану — форми і стадії розвитку, розподілу температури, водності і т. д. Експериментальним і теоретичним дослідженням електричних процесів та електризації частинок хмар присвячено значну кількість праць (див., наприклад, [Dolezalek, Reiter, 1977; Takahashi, 1982; Jayaratne, Saunders, 1985; Качурин, 1990; Beard et al., 2004; Saunders, 2008; Михайловский, Кашлева, 2012; Harrison et al., 2015; Nicoll, Harrison, 2016]). Зростання хмарних частинок і їх електризація визначаються механізмами взаємодії частинок між собою і навколишнім середовищем. Електризація частинок, зокрема, залежить від властивостей конвективних потоків, що живлять хмару, їхньої потужності та електричної структури.

Розвиток хмар по висоті, поява з них опадів, посилення цих опадів супроводжуються змінами напруженості електричного поля як всередині самих хмар, так і поза ними [Problems ..., 1965; Машуков, 1976; Winn et al., 1976; Marshall et al., 1995; Mach et al., 2009; Pruppacher, Klett, 2010]. Це означає, що утворення опадів і грозової електрики прямо пов'язане з електричними процесами у хмарах і відіграє істотну роль в еволюції мікроструктури хмар.

Нині до кінця не зрозумілим залишається взаємозв'язок і зумовленість електричних та неелектричних процесів у купчасто-дощових хмарах. Якщо припустити, що електричні сили мають вплив на випадіння опадів, то найяскравіше вплив цих сил має проявитися в грозових хмарах через велику інтенсивність процесів електризації, які відбуваються в них.

Наявність електричного заряду того чи іншого знаку на ядрах конденсації, як показує теорія, призводить до зменшення рівноважної пружності водяної пари, необхідної для утворення на ній крапельок

[Матвеев, 1984; Русанов, 1978]. Вплив електричних зарядів тим більший, чим менший радіус крапельок. Таким чином, у повітрі, насиченому паром, крапелька може досягати тим більших розмірів, чим більше її заряд  $e$ .

Як відомо [Красногорская, 1967, 1972; Мучник, 1974], великі значення напруженості електричного поля і великі заряди на частинках обумовлюють коагуляцію крапель, розміри яких належать до області, де ефективність зіткнення під впливом гравітаційних і гідродинамічних сил дорівнює нулю. Це відноситься до частинок, діаметр яких складає 2 – 8 мкм. Ефективність зіткнення таких частинок [Красногорская, 1967] при значеннях  $E = 300$  В/с становить 60,1, у той час як при тих же електричних параметрах частинки 20 мкм і 40 мкм мають ефективність зіткнення 0,64.

У випадку переохолодження крапель критичні значення електричного поля, при яких починається зіткнення, коливаються від 10 до 500 В/см і залежать від радіуса крапельки, заряду на ній і відносної вологості [Jayaratne, Mason, 1964; Grover et al., 1977; Mhatre et al., 2015; Shavlov, Dzhumandzhi, 2016]. Таким чином, наявність електричного поля, а також власне заряду на хмарній частинці дозволяє подолати найенергоємніші етапи: утворення рідкого ядра конденсації і його зростання до розмірів, при яких вступає в силу гравітаційна коагуляція.

Незважаючи на значну кількість праць, присвячених електричним процесам у хмарах, до сьогодні маловивченими залишаються багато мікрофізичних та особливо електричних процесів у конвективних хмарах. Такий стан справ пояснюється їх складністю і суттєвою недоступністю для регулярного експериментального дослідження. У зв'язку з цим розробка чисельних моделей хмар і вивчення на їхній основі різних проблем хмаро- та опадоутворення, а також електричних процесів є важливими науково-прикладними завданнями.

У цьому розділі досліджується взаємодія електричних і мікрофізичних процесів у конвективних хмарах. Результати розрахунків проведені на основі чисельної моделі хмар з детальним урахуванням термодинамічних і

мікрофізичних процесів, теоретичні основи яких були закладені у працях [Pirnach, 1998; Пірнач, 2007, 2008; Лесков и др., 2007, 2008] та продовжені у дослідженнях [Белый, Пирнач, 2009; Белый и др., 2009].

### **6.5.1 Моделювання електричних характеристик хмарності при сильному снігопаді**

Для чисельної оцінки електричних характеристик хмарності розглянуто випадок сильного снігопаду, який спостерігався 15 грудня 2009 р. поблизу Одеси ( $\varphi=48^{\circ}41'$ ,  $\lambda=36^{\circ}32'$ ). Термодинамічні та мікрофізичні процеси утворення сильного снігопаду детально описані у праці [Пірнач, Ромаш, 2011], де розглядаються тільки оцінки розподілу щільності об'ємного заряду у хмарності.

При чисельному моделюванні радіус розподілу частинок вибирався у межах 65 – 135  $\mu$ . Для зимових хмар — близько 135  $\mu$ . В такому випадку заряди розподіляються приблизно порівну. Розподіл зарядів розраховувався тільки для кристалів, причому кристали передбачалися сферичними. Такий вибір був зроблений у зв'язку з тим, що у момент проходження снігопаду температура в досліджуваному регіоні була від'ємна [Пірнач, Ромаш, 2011]. Розрахунок розподілу зарядів проводився для кристалічної фази, так як вона була домінуючою (рис. 6.5.1.1).

Потужні кристалічні хмари, які досягали близько десяти кілометрів висоти, мали велику концентрацію дрібних кристаликів у вершин хмар. Це призводило до утворення великих за площею осередків позитивних зарядів, які домінували над від'ємними. За своєю величиною маси позитивних і від'ємних зарядів близькі між собою, проте з часом спостерігається тенденція до збільшення маси від'ємних зарядів.

На рис. 6.5.1.2 зображено просторовий розподіл кристалічної хмарності й електричних зарядів через 6 год. чисельного моделювання.

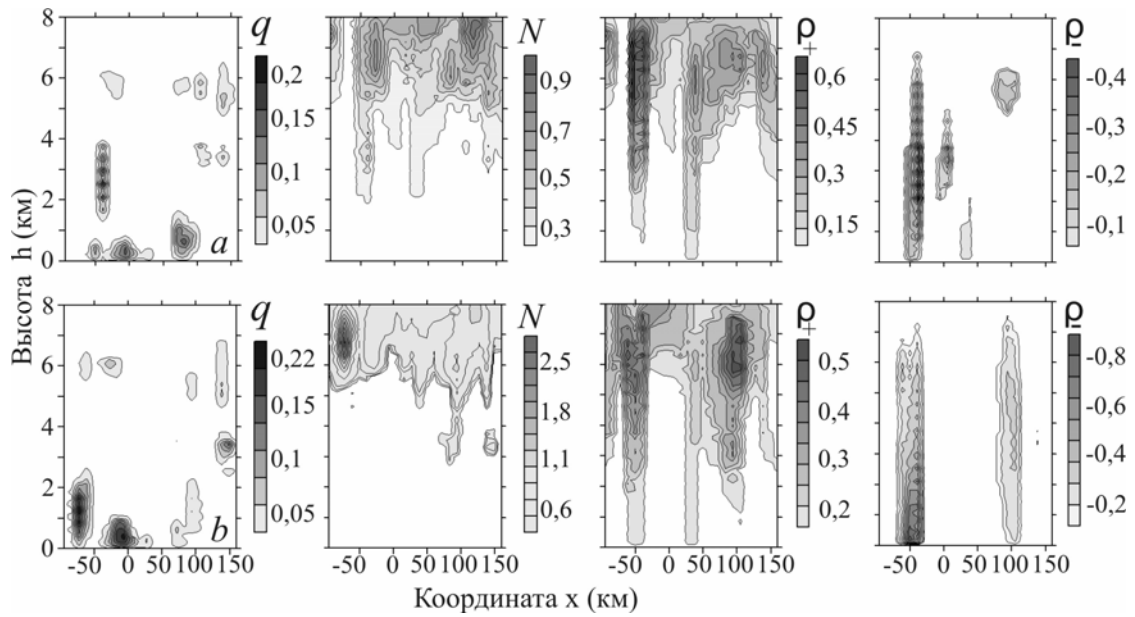


Рис. 6.5.1.1 Часовий вертикальний розріз хмарних характеристик без урахування процесів коагуляції: *a*, *b* — час еволюції хмарності  $t = 2$  год. (*a*),  $t = 3$  год. (*b*):  $q$  — водність, г/кг;  $N$  — концентрація кристалів  $10^3/\text{г}$ ;  $\rho_+$  — позитивний об'ємний заряд, нКл/м<sup>3</sup>;  $\rho_-$  — від'ємний об'ємний заряд нКл/м<sup>3</sup>.

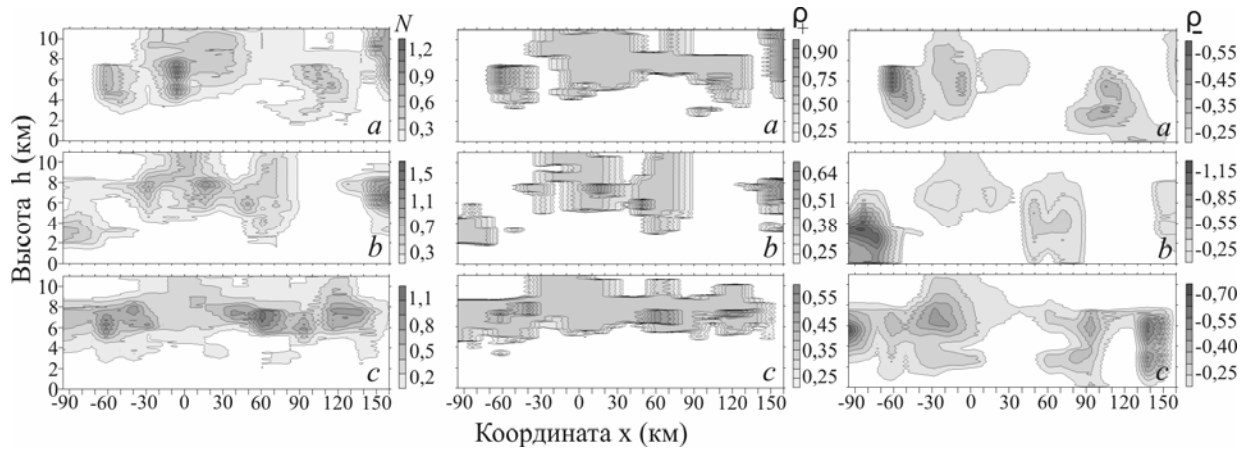


Рис. 6.5.1.2 Просторовий вертикальний розріз кристалічних хмар та електричних зарядів у них:  $N$  — концентрація кристалів,  $10^3/\text{г}$ ;  $\rho_+$  — позитивний об'ємний заряд, нКл/м<sup>3</sup>;  $\rho_-$  — від'ємний об'ємний заряд, нКл/м<sup>3</sup>. Відстань між випадками *a*, *b*, *c* складає 5 км.

Як показано на рис. 6.5.1.2, найпотужніші хмари спостерігалися у випадку *b*. За своєю величиною в даній області домінували від'ємні заряди, проте за площею — позитивні. У випадку *a* хмари перебували вище, ніж у



випадках *b* і *c*, а позитивні заряди за своєю величиною і площею перевищували від'ємні. За своєю формою осередки з від'ємними зарядами найчастіше нагадують окремі області, розміщені між позитивними зарядами або нижче від них. Позитивні об'ємні заряди у хмарах займають найширші площі та частіше мають овальну форму.

Урахування процесів коагуляції суттєво не змінив величину зарядів, але помітно змінив їх перерозподіл. Заряди розподілені чіткіше. Позитивні заряди займають меншу площу.

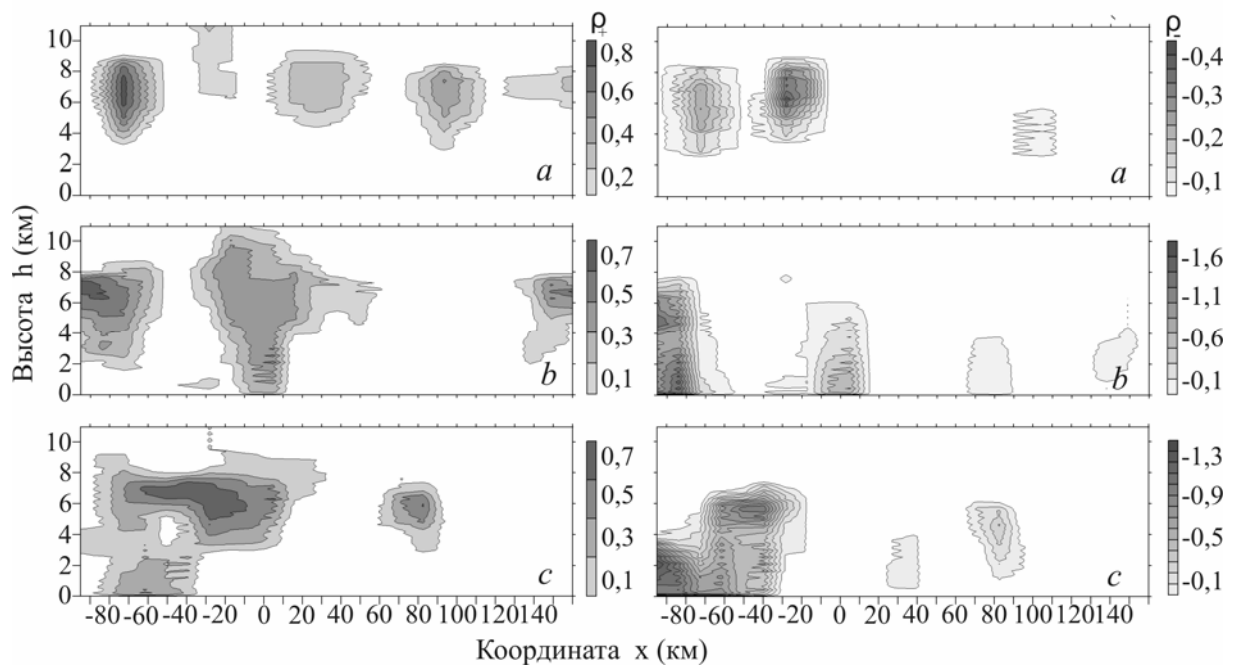


Рис. 6.5.1.3 Просторовий вертикальний розріз електричних зарядів у хмарах при урахуванні коагуляції крапель з краплями та крапель з кристалами. Умовні позначення див. рис. 6.5.1.2

### 6.5.2. Моделювання зливових опадів з урахуванням і без урахування електричної коагуляції над територією Криму.

Для оцінки впливу електричного поля на коагуляцію хмарних частинок був проведений чисельний експеримент з моделювання утворення опадів на прикладі 9 серпня 2002 року у східній частині Криму.

Детальний аналіз подій, що відбулися 5 – 10 серпня 2002 р., розглядався у працях [Пірнач, Білий, 2011; Пірнач, Ромаш, 2011] і розділі 6.4., у яких були знайдені основні предиктори, що сприяють утворенню суперосередкових конвективних хмар і сильних опадів. Незважаючи на це, випадок зі зливовими опадами 9 серпня 2002 р. у районі с. Багате виділяється окремо [Пірнач, Білий, 2011], так як суми опадів сягали катастрофічних значень і визначалися не тривалим (обкладені) випадінням опадів, а окремими короткоживучими конвективними утвореннями із сильними зливами. Даний випадок є цікавим для дослідження електричної коагуляції у зв'язку з тим, що утворення потужної конвективної системи відбувалося у зафронтальній зоні і перешкодило подальшому розвитку інших конвективних осередків.

Предметом дослідження були як мезомасштабна хмарність з горизонтальним масштабом до сотень кілометрів, так і хмарні утворення меншого розміру, аж до окремих купчастих хмар. Під час моделювання використовувалися вкладені сітки з кроком 5 км, 2 км, 1 км, 200 м. Масштаб вкладених сіток вибирався відповідно до досліджуваного об'єкту. Центральною точкою відліку  $x = y = 0$  був Сімферополь.

Зупинимося на результатах розрахунків еволюції термодинамічних, мікрофізичних та електричних характеристик конвективних хмар. На рис. 6.5.2.1 зображено горизонтальний розподіл максимальних по  $z$  концентрацій хмарних частинок і вертикальні розрізи водності, концентрації кристалів, температури і вертикальних рухів. Розрахунок проведено без урахування електричної коагуляції, час еволюції хмарності — 1 год. Вертикальні розрізи виконані в широтному напрямку вздовж  $y = 10$  км.

Переріз  $y = 10$  км відповідає серединному значенню конвективного утворення, зображеного на рис. 6.5.2.1, *a*, де спостерігаються максимальні концентрації частинок. Конвективне утворення, обране для чисельного розрахунку, має такі просторові масштаби: по  $x$  від 55 до 58 км, по  $y$  від 9 до 13 км (див. рис. 6.5.2.1, *a*). Для цієї конвективної хмари представлені

вертикальні розрізи водності, температури, а також концентрації частинок (рис. 6.5.2.1, б).

Як видно з рис. 6.5.2.1, б, хмара є змішаною, оскільки формується з потужної кристалічної вершини і змішаного або водного шару під нею. Вершина хмари досягає висот тропопаузи (~12 км) і утворюється з дрібних кристалів. Середня частина хмари складається переважно з водного шару, в якому можуть знаходитися дрібні кристали у зв'язку з тим, що частина водного шару, розташованого в районі 6 – 7 км лежить вище ізотерми 15° С. При такій температурі у хмарі починають виникати кристали льоду. Нижня частина хмарності розташована в межах висот 0,8 – 1,5 км, в області позитивних температур, і являє собою розірвано-дощові хмари.

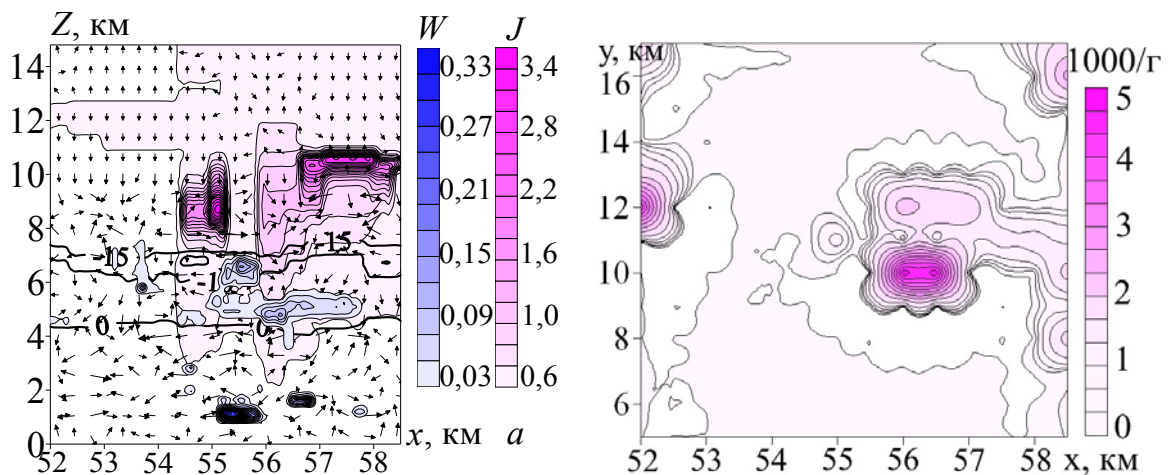


Рис. 6.5.2.1 Просторовий розподіл хмарності через 1 год. її еволюції: *a* — горизонтальний розподіл максимальних по  $z$  концентрацій хмарних частинок,  $10^3/\text{г}$ ; *б* — вертикальний розріз ( $y = 10$  км) водності  $\text{г}/\text{кг}$ , концентрації кристалів  $10^3/\text{г}$ , температури  $^\circ\text{C}$ , зображеної за допомогою ізоліній та вертикальні рухи у межах області моделювання (стрілочки)

Змішані хмари, в яких у верхній частині розташовується потужна кристалічна вершина, найнебезпечні, оскільки з них випадають катастрофічні опади. Це пов'язано з тим, що при засіванні кристалами нижніх шарів,

потенційно насичених вологою, створюються умови для формування великої кількості ядер конденсації.

Розглянемо електричну структуру конвективної хмари, розраховану на основі представленої вище методики (розділ 6.2.1). На рис. 6.5.2.2 показана вертикальна складова градієнта потенціалу електричного поля  $E$ .

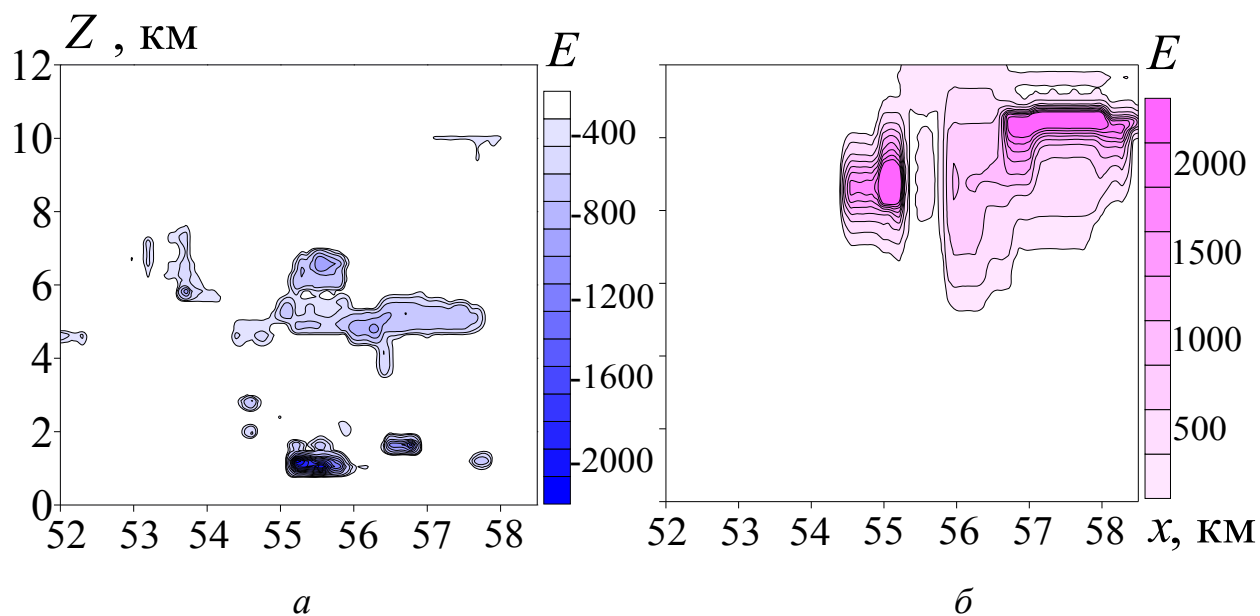


Рис. 6.5.2.2 Ізолінії вертикальної складової градієнта потенціалу електричного поля  $E$ , В/м

Як видно з рис. 6.5.2.2,б, верхня частина хмари має позитивну напруженість поля, нижня — негативну. Такий розподіл вертикальної складової градієнта потенціалу  $E$  безпосередньо пов'язаний з формуванням і накопиченням електричного заряду в хмарі у результаті замерзання крапель і взаємодії крапель і кристалів. Позитивні значення  $E$  в передвершинній частині хмари пов'язані з дрібними кристалами, зарядженими переважно позитивно, негативні — з більш великими частинками, крупою і градом, зарядженими переважно від'ємно. Просторовий розподіл заряду в хмарі відбувається у зв'язку з тим, що дрібні кристали мають менші швидкості падіння, ніж великі частинки. Хмари, над вершинами яких градієнт

потенціалу має тільки негативні або тільки позитивні значення (не змішаний), відносять до хмар, які розвиваються, і детально описані у працях [Камалдіна, 1968; Никитюк и др., 1974].

Позитивні значення напруженості електричного поля  $E$  у хмарі варіюються від 100 до 2500 В/см і розташовані в передвершинній частині хмари. За займаною площею вони істотно перевищують площу з негативними значеннями. Це пов'язано з тим, що концентрація частинок у цій області сягала близько  $\sim 10^3/\text{г}$ .

Негативні величини  $E$  варіюються від  $-50$  до  $-1000$  В/см і розташовані під зоною позитивних значень. Спільна область як позитивних, так і негативних значень  $E$  розташована на висоті 5–7 км. Ця область пов'язана зі змішаним станом хмари, так як тут знаходиться ізотерма  $-15$  °С. Область від'ємних значень  $E$ , виділена у нижній частині рисунку, має підвищені значення і розташована в межах 0,8–1,5 км від земної поверхні. Значення  $E$  варіюються від  $-200$  до  $-2200$  В/см і відповідають області високих величин водності.

Погляньмо на цей випадок, але з урахуванням електричної коагуляції згідно з теоретичними та експериментальними залежностями (табл. 6.2.1), де вплив напруженості електричного поля на ефективність зіткнення частинок залежить від розмірів частинок, величини зарядів на них і відносної вологості.

На рис. 6.5.2.3 зображені вертикальні розрізи водності, концентрації кристалів і температури з урахуванням електричної коагуляції, час еволюції хмарності 1 год. Вертикальні розрізи виконані для перерізу  $y = 10$  км.

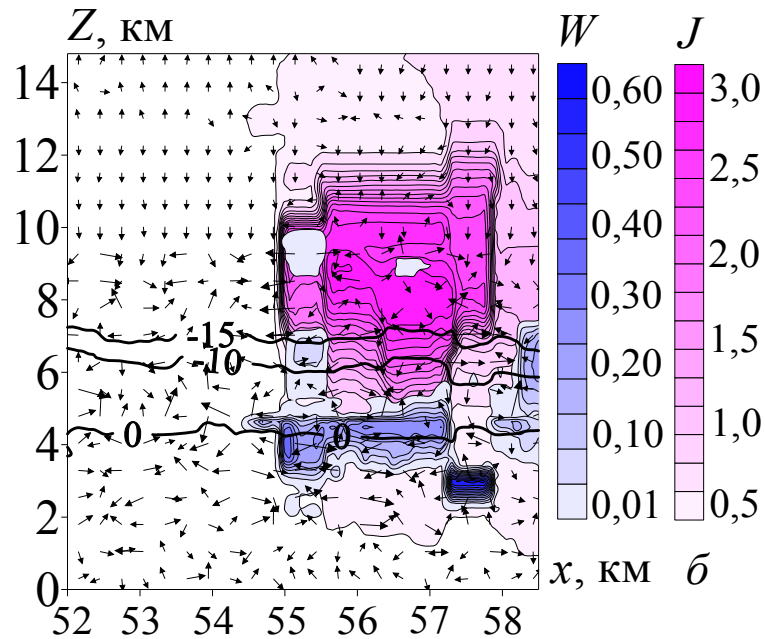


Рис. 6.5.2.3 Вертикальний розріз ( $y = 10$  км) вологості г/кг, температури  $^{\circ}\text{C}$ , концентрації кристалів  $10^3/\text{г}$  та вертикальні рухи у межах області моделювання через час еволюції хмарності.

Як видно з рис. 6.5.2.3, електрична коагуляція мала значний вплив на розподіл мікрофізичних характеристик конвективної хмари. Відбувалося розширення області рідкокрапельної частини хмари і власне значень вологості. Так, на рис. 6.5.2.1, б максимальні значення вологості досягали  $0,32$  г/кг, а на рис. 6.5.2.3 збільшилися майже вдвічі — до  $0,63$  г/кг. Було отримано зменшення нижньої межі хмарності, потужності шару рідкокрапельної вологи і її перерозподіл у просторі.

Просторовий розподіл крижаних кристалів також зазнав змін. Формувалася єдина потужна структура великої вертикальної протяжності, на противагу результатам розрахунків, зрабленими без урахування електричних процесів (див. рис. 6.5.2.1, б), а також зменшувалася нижня межа наявності кристалів (див. рис. 6.5.2.3, б). Одночасно було отримано зменшення максимальних значень концентрації кристалів: від порядку  $3,6 \cdot 10^3$  1/г до  $3,1 \cdot 10^3$  1/г.

На рис. 6.5.2.4 наведено вертикальний розріз градієнта потенціалу електричного поля з урахуванням електричної коагуляції.

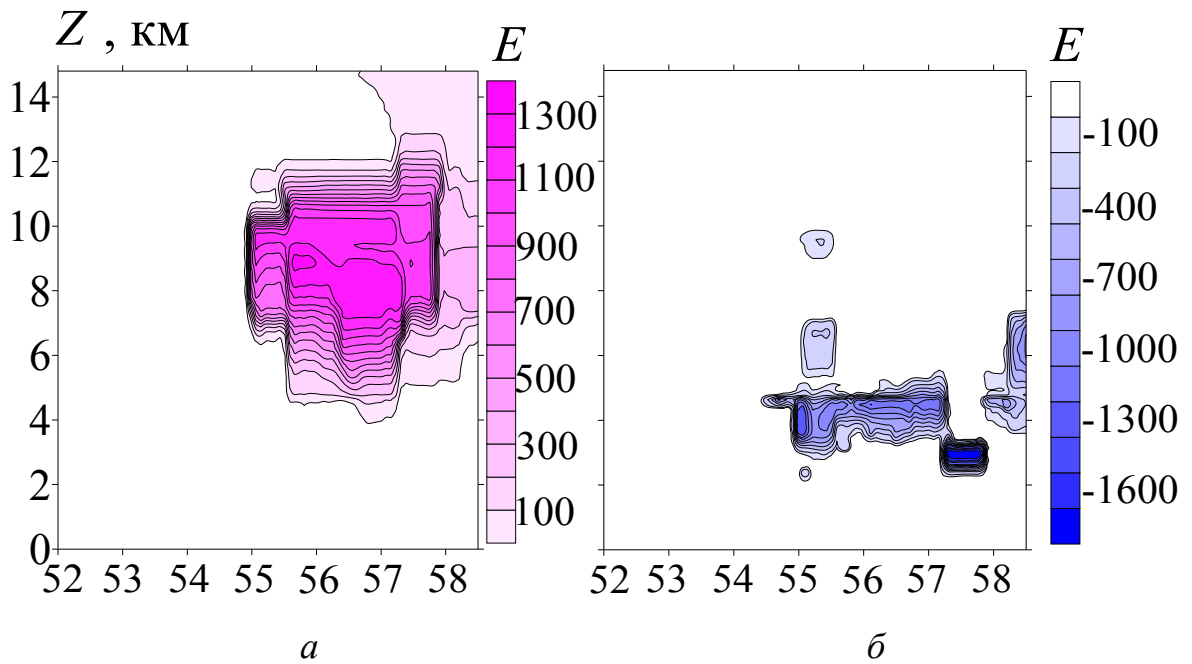


Рис. 6.5.2.4 Ізолінії вертикальної складової градієнта потенціалу електричного поля  $E$ , В/см

Як видно з рис. 6.5.2.4, просторовий розподіл градієнта потенціалу електричного поля за своєю структурою подібний до наведеного поля на рис. 6.5.2.2. Хмара має позитивну напруженість електричного поля у верхній частині і від'ємну — у нижній. У центрі хмари знаходиться змішана область, де присутні як позитивний, так і від'ємний градієнти потенціалу напруженості електричного поля. Позитивні значення напруженості електричного поля  $E$  у хмарі варіюються від 100 до 1500 В/см, від'ємні — від  $-50$  до  $-1600$  В/см. Порівнюючи між собою величини градієнта потенціалу електричного поля, зображеного на рис. 6.5.2.2 і рис. 6.5.2.4, неважко помітити, що урахування електричної коагуляції сприяло збільшенню від'ємних значень градієнта потенціалу та зменшенню позитивних. Від'ємні значення  $E$  збільшилися на 700 В/см, а позитивні зменшилися на 200 В/см.

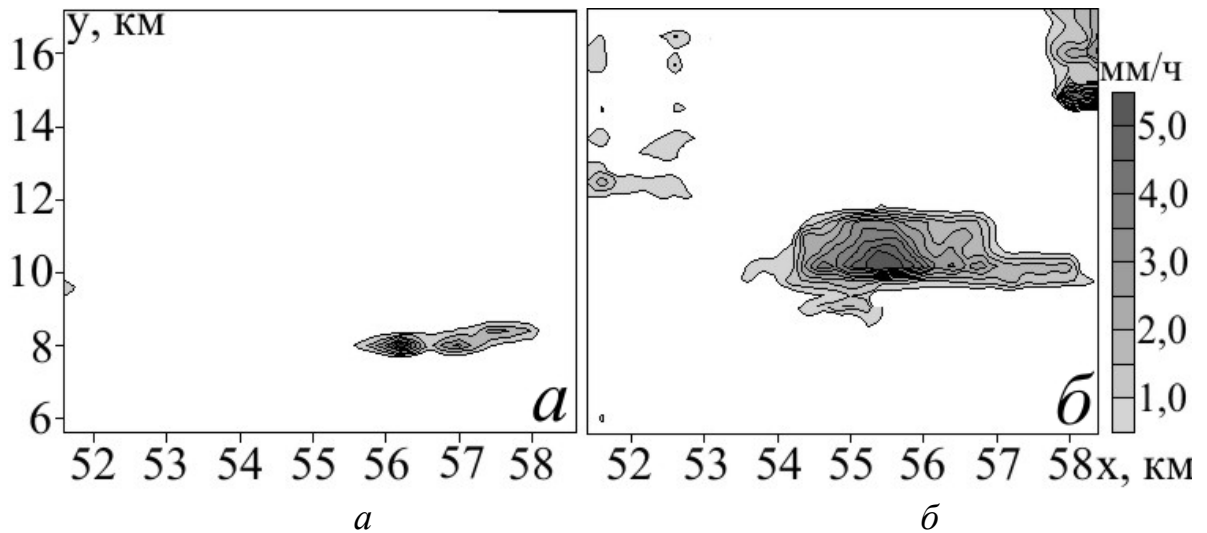


Рис. 6.5.2.5 Змодельовані інтенсивності опадів без урахування електричної коагуляції (а); з урахуванням електричної коагуляції (б)

Згідно з результатами чисельних експериментів (див. рис. 6.5.2.5), урахування електричної коагуляції якісно наближає результати до реальних атмосферних процесів, що проявляється у зменшенні часу адаптації моделі за допомогою факту наявності / відсутності опадів у початковий період розрахунків. Крім цього, урахування електричної коагуляції тягне за собою, подібно до урахування орографії [Fraser et.al., 1973; Hobbs et.al., 1975, Пірнач, Шпиг, 2008], збільшення значень інтенсивності опадів і перерозподіл їх випадання у просторі.

### Висновки до розділу 6

Шляхом чисельного експерименту зроблено спробу змоделювати поведінку хмарної системи у період землетрусу при природному розвитку атмосферного процесу і при зміненому тиску в епіцентрі землетрусу. Щоб урахувати зміни атмосферного тиску, був розроблений чисельний алгоритм, який моделює варіації приземного атмосферного тиску в епіцентрі землетрусу. У рамках моделі проаналізовані й отримані деякі результати, що дозволяють оцінити вплив локальної зміни тиску (в період сейсмічної активності) на динаміку хмарності і термодинамічні характеристики атмосфери. Було показано, що якщо підвищення тиску спостерігається



тривалий період часу (близько 9 год.), це істотно позначається на максимальному значенні водозапасу хмарності, на займаних її площах, а також на термодинамічних характеристиках. Вплив тиску на хмарність проявляється через декілька годин після зміни і відбувається не радикально, а поступово.

Проведена адаптація тривимірної нестационарної моделі фронтальних хмар з детальним описом термогідродинамічних і мікрофізичних процесів для оцінки електричних характеристик хмарності.

Проведено низку чисельних моделювань із дослідження взаємозв'язку мікрофізичних характеристик і електричних процесів у хмарах. Досліджено механізм зворотного зв'язку між укрупненням частинок у хмарі і зростанням об'ємного заряду.

Чисельні моделювання показали присутність широких площ позитивних об'ємних зарядів у верхній частині хмарності і смуг від'ємних зарядів у нижніх шарах. Шаруватість розподілу об'ємних зарядів у хмарах добре узгоджується з отриманими результатами у праці [Leblanc et. al., 2010, с. 127]. Позитивні заряди найчастіше перевищують від'ємні за площею. Від'ємні заряди перевищують позитивні за величиною. Просторово-часовий розподіл об'ємних зарядів визначається як мікрофізичними особливостями хмарності, так і еволюцією хмарності в часі.

Проведено чисельні дослідження впливу вертикального електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів. Отримано чисельні оцінки зміни мікрофізичних характеристик хмарності без урахування електричних сил і з їх урахуванням. Оцінки напруженості електричного поля проводилися без урахування захоплення іонів на шляху падіння крапель, що могло в деяких випадках призводити до завищених результатів.

Аналіз результатів чисельних експериментів показав, що зі збільшенням потужності хмари, за звичай, збільшується її електрична неоднорідність. Досліджено механізм зворотного зв'язку між укрупненням частинок у хмарі і зростанням градієнта потенціалу електричного поля. На основі емпіричних

залежностей [Красногорская, 1967] показана можливість швидкого утворення зародків опадів внаслідок коагуляційних процесів і взаємодії заряджених крапель у сильних електричних полях у хмарі.

Встановлено, що урахування електричної коагуляції призводить до перерозподілу хмарних частинок; збільшення значень водності конвективних хмар і реалістичного просторового розподілу поля опадів по закінченню деякого часу ( $\sim 1$  год.) від моменту початку розрахунку; до значних змін у просторовій структурі розподілу концентрацій хмарних кристалів; збільшення зони їх поширення в нижню частину хмари, що відповідає класичному механізму Фіндайзена–Бержерона і радіолокаційним спостереженням [Mason, 1971]. Такий ефект можна пояснити тим, що ефективність зіткнення крапель, радіус яких досить малий ( $r \sim 5 \div 10$  мкм), збільшується індукційними силами у разі, якщо крапельки мають сумірні розміри. Вплив електричних зарядів виявляється тим більше, чим менше радіус крапельок. Ймовірно, описаний вище механізм є основним (у поєднанні з гравітаційним зростанням частинок) у швидкоплинному формуванні зливових опадів, які часто спостерігаються при грозах.

Проведення подальших досліджень у цьому напрямку може знайти застосування в області активних впливів на хмари, де електричні характеристики поблизу вершин [Никитюк, 1974] можуть виступати індикатором стану хмар, що піддані впливам.

### Перелік використаних джерел до розділу 6

1. *Аджиєв А.Х., Тамазов С.Т.* Разделение электрических зарядов при кристаллизации капель воды. *Метеорология и гидрология*. **1987**. №7. С. 57–62.
2. *Акимов Н.М., Паламарчук Л.В., Пирнач А.М.* О пригодности к воздействию облачных систем теплых фронтов и фронтов окклюзии в холодное время года над Украиной. *Труды УкрНИИ Госкомгидромета*. **1985**. С. 56–69.

3. Белокобылский А.В., Паламарчук А.В., Пирнач А.М. Исследование процессов образования и развития летних фронтальных осадков над Украиной. *Вопросы физики облаков*. Санкт-Петербург: Гидрометеоздат, **2004**. С. 24–50.
4. Белый Т.А. Сферические функции и мультиполи при описании термодинамической системы планетарной атмосферы. *Геофизический журнал*. **2006**, а. Т.28. № 6. С. 120–127.
5. Белый Т.А. Спектральный аналог уравнения баланса энтропии планетарной атмосферы. *Доповіди НАН України*. **2006**, б. № 9. С. 124–131.
6. Белый Т.А. Локальное уравнение баланса энтропии и трансформация энергии внутри термодинамического континуума на примере скорости перестройки тензора деформации. *Труды УкрНИГМИ*. **2006**, в. Вып. 255. С.57–69.
7. Белый Т.А. Физическое значение производной тензора деформации макромасштабной турбулентности и его роль в уравнении баланса энтропии. *Наукові праці УкрНДГМІ*. **2008**. Вып. 257. С. 32–41.
8. Белый Т.А., Пирнач А.М. Численное моделирование сильных осадков в Прикарпатье. *Доповіди НАН України*. **2009**. № 10. С. 115–121.
9. Белый Т.А., Пирнач А.М., Дударь С.М. Численные исследования влияния различных механизмов осадкообразования на эволюцию мезомасштабных облачных образований обусловивших сильные осадки в Карпатах 21–29 июля 2008 г. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31. № 6. С. 107–123.
10. Белый Т.А., Пирнач А.М. Связь энтропии с эволюцией облачности и осадков. *Геофизический журнал*. 2010. Т. 32. № 6. С. 159–168.
11. Белый Т.А. Численное моделирование распределения плотности электрических зарядов в фронтальных облаках. *Геоінформатика*. **2016**. №2(58). С. 52–59.
12. Белый Т.А., Шпиг В.М. Численное моделирование микрофизических и электрических характеристик конвективных облаков. *Геоінформатика*. 2016. №3(59). С.38–46.

13. Буйков М.В. Численное моделирование облаков слоистых форм. Обнинск: ВНИИГМИ МЦД, **1978**. 68 с.
14. Гармаш С.В., Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Швед Г.М. Вобуждение колебаний атмосферы сейсмогравитационными колебаниями Земли. *Изв. ФН СССР. Физика атмосферы и океана*. **1989**. Т. 25. № 12. С. 1290–1299.
15. Гинтов О.Б. Полевая тектонофизика и ее применение при изучении деформаций земной коры Украины. Киев, 2005. 569 с.
16. Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на атмосферу. Москва: Наука, **2008**. 295 с.
17. Івус Г.П., Баблюмян О.Д. Стихійні метеорологічні явища в Україні. – Одеса: ТЕС, **2007**. 95 с.
18. Камалдина И.И. Об изменении электрической структуры кучево-дождевых облаков в процессе их развития. *Труды ГГО*. **1968**. Вып. 225. С. 85–91.
19. Качурин Л.Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Ленинград, Гидрометеиздат, **1990**.
20. Костина А.Ф. О связи микросейсмических колебаний, наблюдаемых в Крыму, с метеорологической обстановкой над Черным морем. *Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.* **1958**. № 8. С. 1029–1032.
21. Красногорская Н.В. Влияние электрических сил на коагуляцию облачных капель. *Метеорология и гидрология*. **1967**. № 3. С. 51–59.
22. Красногорская Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Ленинград: Гидрометеиздат, **1972**. 323 с.
23. Лесков Б.Н., Пірнач Г.М., Сирота М.В., Шниг В.М. Смерчі у Криму 22 липня 2002 року. *Наук. праці УкрНДГМІ*. **2007**. Вип. 256. С. 75–91.
24. Лесков Б.Н., Бондаренко Г.В., Кубовський В.Т., Сирота М.В., Пірнач Г.М., Шниг В.М. Дослідження смерчів у Криму. *Метеорологія, кліматологія та гідрологія*. **2008**. Вип. 50. Ч.1. С. 196–201.
25. Матвеев Л.Т. Динамика облаков. Ленинград: Гидрометеиздат, **1981**. 311 с.

26. *Матвеев Л.Т.* Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Москва: Гидрометеиздат, **1984**. 803 с.
27. *Машуков Х.М.* К вопросу о ракетных измерениях напряженности электрического поля в грозовых и градовых облаках. *Тр. ВГИ*. **1976**. Вып. 35. С. 38–50.
28. *Михайловский Ю.П., Кашлева Л.В.* Методика и результаты исследований электризации конвективных облаков с помощью самолетов. *Сб. тр. Радиолокационная метеорология и активные воздействия*. **2012**. С. 98–114.
29. *Морозова Л.И.* Спутниковый мониторинг землетрясений. Владивосток: Дальнаука, **2005**. 137 с.
30. *Мучник В.М.* Физика грозы. Ленинград: Гидрометеиздат, **1974**. 352 с.
31. *Мушкетов И.В., Мушкетов Д.И.* Физическая геология. Ленинград–Москва: ОНТИ НКТП, **1935**. Т. 1. 908 с.
32. *Никитюк В.А., Павлюченко Г.Ф., Сумин Ю.П.* К вопросу об изменении электрической структуры облака *Cu cong.* после воздействия на него реагентом *PbJ2*. *Труды ГГО*. 1974. Вып. 323. С.86–93.
33. *Оболенский В.Н.* Роль ионов, нейтральных и заряженных пылинок и химически активных ядер при образовании облаков и туманов. *Журнал геофизики*. **1934**. Т. 4. Вып. 1. С. 90–103.
34. *Паламарчук Л.В., Пирнач А.М.* Численное моделирование взаимосвязи динамических и микрофизических процессах во фронтальных облачных системах. *Материалы Всесоюзного семинара «Численное моделирование слоистообразных облаков и искусственного воздействия на них»*. **1988**. С. 54–62.
35. *Паламарчук Л.В., Пирнач А.М.* Исследование внутренней структуры фронтальных зон при помощи трехмерных полуэмпирических моделей. *Труды УкрНИГМИ*. **1992**. Вып. 243. С. 107–124.
36. *Пирнач А.М.* Построение устойчивого алгоритма решения системы уравнений, описывающих эволюцию трехфазного слоистообразного

- облака с учетом микроструктуры. *Труды УкрНИГМИ*. 1974. Вып. 133. С. 61–68.
37. Пірнач Г.М. Моделювання фронтальних хмар із сильними опадами для рівнинних та гірських рельєфів. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2005. Вип. 25. С. 37–50.
38. Пірнач Г.М., Дудар С.М., Шниг В.М. Чисельне моделювання фронтальних хмарних систем, які супроводжували сильний паводок в Карпатах у листопаді 1998 року. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2006. Вип. 255. С. 5–25.
39. Пірнач Г.М. Моделювання взаємного впливу крапельної та кристалічної фракції на інтенсивність сильних опадів. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2007. Вип. 258. С. 5–29.
40. Пірнач Г.М. Чисельне моделювання хмар та опадів у системах атмосферних фронтів. Київ: Ніка–Центр, 2008. 294 с.
41. Пірнач Г.М., Шниг В.М. Чисельне моделювання фронтальних хмарних систем, які супроводжували сильні паводки у Карпатах. *Метеорологія, кліматологія та гідрологія*. 2008. Вип. 50. Ч. 1. С. 81–87.
42. Пірнач Г.М. Моделювання взаємного впливу крапельної та кристалічної фракцій на інтенсивність сильних опадів. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2009. Вип. 258. С. 5–28.
43. Пірнач Г.М., Білий Т.А. Еволюція конвективних хмарних утворень під час паводків у Криму. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2011. Вип. 260. С. 5–27.
44. Пірнач Г.М., Ромаш Т.А. Чисельне моделювання фронтальних хмар із сильними снігопадами. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2011. Вип. 261. С. 18–36.
45. Русанов А.И. К термодинамики нуклеации на заряженных центрах. *Докл. АН СССР*. 1978. Т. 238. № 4. С. 831–834.
46. Садовский М.А., Баннов Ю.А., Мирзоев К.М., Негматуллаев С.Х. Явление сбоя равновесного состояния функций температуры и давления в атмосфере и замкнутых объемах перед землетрясениями. *Сб. Прогноз землетрясений*. 1978. № 3. С. 242–266.

47. *Степаненко С.Н.* Динамика турбулентно-циркуляционных и диффузионных процессов в нижнем слое атмосферы над Украиной. – Одесса: Маяк, **1998**. 286 с.
48. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, **1969**. 647 с.
49. *Шаповалов А.В.* Моделирование эволюции конвективных облаков с учетом электрических процессов. *Математическое моделирование*. 2003. Т. 15. №4. С. 65–76.
50. *Beard K.V., Ochs H.T, Twohy C.H.* **2004**. Aircraft measurements of high average charges on cloud drops in layer clouds. *Geophys. Res. Lett.* 31: L14111.
51. *Belokobylski A.V., Pirnach A.M.* **2000**. Numerical simulation of the warm-season frontal clouds over Ukraine. *In Proc. 13<sup>th</sup> ICCP*. Reno, Nevada, USA, 1165–1169.
52. *Dolezalek H., Reiter R.* **1977**. Electrical Processes in Atmospheres: proceedings of the 5 Internat. Conference on Atmospheric Electricity held at Garmisch-Partenkirchen (Germany), 2–7 September 1974. 865 p.
53. *Fraser B., Easter C., Hobbs P.* **1973**. A theoretical study of the flow of air and fallout of solid precipitation over mountainous terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences*. 30, 801–812.
54. *Gann R.* **1959**. The free electrical charge and precipitation inside an active thunderstorm. *Journal of Geophysical Research*. 55. Issue 2, 243–248.
55. *Grover S.N., Pruppacher H.R., Hamielec A.E.* **1977**. A numerical determination of the efficiency with which spherical aerosol particles collide with spherical water drops due to inertial impaction and phoretic and electrical forces. *Journal of the Atmospheric Science*. 34, 1655–1663.
56. *Harrison R.G., Nicoll K.A., Ambaum M.H.P.* 2015. On the microphysical effects of observed cloud edge charging. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 141: 2690–2699, doi: 10.1002/qj.2554.

57. *Hobbs P, Houze R.A, Jr, Mateika T.A. 1975.* The dynamical and microphysical structure of the occluded front and its modification by orography. *J. Atmos. Sci.* 32. Issue 5, 1542–1562.
58. *Jayaratne O.W., Mason B.J. 1964.* The coalescence and bouncing of water drops at an air/water interface. *Proceedings of the Royal Society of London A.* 280, 545–565.
59. *Jayaratne E.R., Saunders C.P.R. 1985.* Thunderstorm electrification: The effect of cloud droplets. *Journal of Geophysical Research Atmospheres.* 901(D7), pp. 13063–13066. DOI: 10.1029/JD090iD07p13063.
60. *Kasahara A. 1974.* Various vertical coordinate systems used for numerical weather prediction. *Mon. Wea. Rev.* 102, 509–522.
61. *Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G., Lebreton J.P., Blanc M. 2008.* Planetary Atmospheric Electricity. London: Springer, 535 p.
62. *Liu Y., Liu C., Wang D. 2011.* Understanding Atmospheric Behaviour in Terms of Entropy: A Review of Applications of the Second Law of Thermodynamics to Meteorology. *Entropy.* V. 13(1), pp. 211–240. <https://doi.org/10.3390/e13010211>.
63. *Mach D.M., Blakeslee R.J., Bateman M.G., Bailey J.C. 2009.* Electric fields, conductivity, and estimated currents from aircraft overflights of electrified clouds. *J. Geophys. Res.*, 114, doi: 10.1029/2008jd011495.
64. *Marchuk G.I. 1974.* Numerical Methods in Weather Prediction. New York and London, 280 p.
65. *Marshall T.C., Rison W., Rust W.D., Stolzenburg M., Willett J.C., Winn W.P. 1995.* Rocket and balloon observations of electric-field in 2 thunderstorms. *J. Geophys. Res.*, 100(D10), pp. 20815-20828. doi: 10.1029/95jd01877
66. *Mason B.J. 1971.* The Physics of Clouds. Oxford, Clarendon Press. 641 p.
67. *Mhatre S., Deshmukh S., Thaokara R.M. 2015.* Electrocoalescence of a drop pair. *Physics of fluids.* V. 27, pp. 092106. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4931592>



68. Nicoll K.A., Harrison R.G. **2016**. Stratiform cloud electrification: comparison of theory with multiple in-cloud measurements. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 142(700), pp. 2679–2691. DOI:10.1002/qj.2858.
69. Pascale S., Gregory J.M., Ambaum M.H.P., Tailleux R., Lucarini V. **2012**. Vertical and horizontal processes in the global atmosphere and the maximum entropy production conjecture. *Earth Syst. Dynam.*, V. 3, pp. 19–32.
70. Pauluis O., Held I.M. **2002**. Entropy Budget of an Radiative-convective equilibrium. Part I: Maximum work and frictional dissipation. *J. Atmos. Sci.* 59, 125–139.
71. Pauluis O., Held I.M. **2002**. Entropy Budget of an Radiative-convective equilibrium. Part II: Latent heat transport and moist processes II. *J. Atmos. Sci.* 59, 140–149.
72. Pirnach A.M. 1998. Construction and application of the various numerical models for study the cloud dynamics and structure of the frontal rainbands. *Journal of Atmospheric Research*. 47–48, 355–376.
73. Pruppacher H.R., Klett J.D. **2010**. Microphysics of clouds and precipitation. Springer, 956 p.
74. *Problems of atmospheric and space electricity* / Edit by S.C. Coroniti. / Proceeding of the third international conference on atmospheric and space electricity held at Montreux, Switzerland May 5–10, 1963. – Amsterdam-London-New York, **1965**. 365 p.
75. Romps D.M. **2008**. The Dry-Entropy budget of moist atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 65, 3779–3799.
76. Samarskii A.A. **2001**. The theory of difference schemes. New York – Basel. Marcel Dekker, Inc. 761 p.
77. Saunders C. **2008**. Charge Separation Mechanisms in Clouds. *Space Sci Rev.* Vol. 137, pp. 335-353.
78. Shavlov A.V., Dzhumandzhi V.A. **2016**. Metastable states and coalescence of charged water drops inside clouds and fog. *Journal of Aerosol Science*. 91, pp. 54–61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jaerosci.2015.10.001>.

79. *Takahashi T.* **1982.** Electrification and Precipitation Mechanisms of Maritime Shallow Warm Clouds in the Tropics. *Journal of the Meteorological Society of Japan.* Vol. 60, № 1, pp. 508–519.
80. *Winn W.P., Schwede G.W., Moore C.B.* **1976.** Measurements of electric field in thunderclouds. *J. Geophys. Res.* Vol. 79. pp. 1761–1767. <https://doi.org/10.1029/JC079i012p01761>.
81. *Zeng X., Tao W.-K., Simpson J.* **2005.** An Equation for Moist Entropy in a Precipitating and Icy Atmosphere. *Journal of the atmospheric science.* V. 62, pp. 4293–4309.

## ВИСНОВКИ

Дисертація є самостійною закінченою роботою, яка розв'язує важливі наукові та прикладні завдання впливу електричного поля Землі на мікрофізичні та електричні процеси в хмарах. Для цього запропоновано та досліджено за допомогою одновимірного та тривимірного моделювання вплив електричних сил на процеси розвитку і розпаду хмар, електричних характеристик атмосфери та глобальну вертикальну стратифікацію водяної пари в електричному полі. Для виконання цього завдання вперше були систематизовані та оцифровані унікальні експериментальні дані літакового зондування атмосфери (напруженість електричного поля на різних висотах, характеристики хмар з висотою) впродовж 1957–1965 рр.

Для моделювання еволюції мезомасштабних хмарних утворень у часі і просторі використовувалася система інтегродиференціальних рівнянь, які описують динаміку і термодинаміку атмосфери, а також розподіл хмарних частинок за розмірами. Система рівнянь включала рівняння руху повітря, нерозривності, рівняння для температури і вологості, кінетичні рівняння для функцій розподілу хмарних частинок і частинок опадів за розмірами. Хмарна мікрофізика формувалася шляхом нуклеації пару на ядрах конденсації і льодоутворення з подальшим зростанням (випаровуванням) частинок завдяки конденсації. Включалися процеси замерзання крапель, озернення кристалів, коагуляції великих крапель з дрібними та інше.

Проведено математичне моделювання небезпечних та особливо небезпечних атмосферних явищ у серпні–вересні 2002 р. над Кримським півостровом. Найцікавішим випадком є спостереження ЛХА перед землетрусом, що стався 20.09.2002 р., район 5 – Керченсько-Анапський з координатами епіцентру  $44,77^\circ$  пн. ш., і  $37,12^\circ$  сх. д. Шляхом чисельного експерименту змодельована поведінка хмарної системи у період землетрусу при природному розвитку атмосферного процесу і при зміненому тиску в епіцентрі землетрусу. Щоб врахувати зміни атмосферного тиску, був

розроблений алгоритм, який моделює варіації приземного атмосферного тиску в епіцентрі землетрусу. У рамках моделі проаналізовано й отримано деякі результати, що дозволяють оцінити вплив локальної зміни тиску (в період сейсмічної активності) на динаміку хмарності і термодинамічні характеристики атмосфери. Було показано, що якщо підвищення тиску спостерігається тривалий період часу (близько 9 год.), це істотно позначається на максимальному значенні водозапасу хмарності, на займаних її площах, а також на термодинамічних характеристиках. Вплив тиску на хмарність проявляється через декілька годин після зміни і відбувається не радикально, а поступово. Температура і тиск мають чітко структурований розподіл з критичною точкою в епіцентрі землетрусу, вертикальні рухи і швидкість конденсації — яскраво виражену смугову структуру, пересичення відносно льоду мають знижені значення поблизу епіцентру землетрусу.

Також було проведено детально моделювання дощових злив з 21 по 27 липня 2008 р., які зумовили катастрофічні опади, що викликали значні повені в Західній Україні. При прогнозі особливо небезпечних явищ погоди, сильних і катастрофічних опадів, крім інших факторів, як одного з основних предикторів розраховувалася ентропія. Виходячи з комбінованих розрахунків ентропії і хмарності зроблено висновок, що зниження ентропії сухого повітря може бути надійним предиктором для визначення епіцентрів сильних опадів. Часовий та просторовий розвиток ентропії добре узгоджується з розподілом хмарності та опадів. Ентропія вологого повітря за просторовим розподілом краще узгоджується з хмарністю, ентропія сухого повітря – з опадами. Епіцентри опадів практично збігаються з епіцентрами знижених значень ентропії сухого повітря.

За допомогою методу статистичного аналізу розглянута морфологічна стратифікація хмар електричним полем атмосфери у період активного і спокійного Сонця. Показано що залежно від співвідношення інтенсивності іонізації відбувається перерозподіл хмарного аерозолу в стратифікованому

електричному полі атмосфери, а типи хмар виділяються шляхом перерозподілу крапель у ньому.

За допомогою одновимірної аналітичної моделі середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери досліджено стратифікацію атмосфери електричним полем, а також механізм стабілізації ЛХА. Показано, що локальні квазістатичні варіації приземного електричного поля впливають на електроактивну підсистему тропосфери. У рамках моделі досліджена просторова дисперсія комплексної діелектричної проникності  $\epsilon$  як додатковий фактор стратифікації атмосфери електричним полем.

Таким чином, найбільш значущі результати роботи є наступні:

1. Вперше розроблено аналітичну модель середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери, яка описує стратифікацію зарядженої підсистеми і хмарного аерозолу в електричному та гравітаційному полях;

– модель представлена розв'язком нелінійного рівняння Пуассона, який істотно залежить від граничних умов на поверхні Землі, а саме, від збурення приземного локального електростатичного поля від джерел геофізичних процесів. Отримано загальний, а у наближенні сталих коефіцієнтів – точний розв'язок рівняння Пуассона у вигляді еліптичного синуса Якобі;

– ступеневе розкладання рівняння Пуассона за безрозмірним параметром призводить до кубічного рівняння з перевизначеними константами при врахуванні поляризації, яке описує в атмосфері структурні фазові переходи першого роду;

– у одновимірному випадку (лінійне наближення) рівняння Пуассона зводиться до рівняння другого порядку, де базовими функціями є функції Ейрі, яке дає характерний вертикальний хід потенціалу електричного поля для важких іонів, що добре узгоджується з експериментом;

– у межах нелінійної моделі середнього самоузгодженого електричного поля запропоновано механізм стратифікації зарядженої підсистеми атмосфери шляхом введення в тензор електричного поля поляризаційних добавок і динамічної діелектричної проникності.

2. Доведено на основі статистичного аналізу даних літакового зондування атмосфери сезонну стійкість градієнта напруженості електричного поля  $E_z$  з висотою, яка становить 20–24 повних коливань. При зміні сезону року кількість повних коливань  $E_z$  варіюється як у менший, так і у більший бік, шляхом об'єднання або дроблення екстремумів на різних висотних горизонтах, зберігаючи квазістаціонарну структуру. Вона зумовлює стабільність стратифікації водяної пари у вертикальному електричному полі, що, по суті, формує стабільність глобальної вертикальної стратифікації хмарності електричним полем атмосфери. Залежність між екстремумами висоти н.м. хмар від рівноважних точок градієнта  $E_z$  має високий коефіцієнт кореляції ( $R > 0,8$ ). Таким чином, вертикальне електричне поле формує стратифікацію нейтральної та зарядженої підсистеми атмосфери і виступає як кліматична характеристика глобальної атмосфери.

3. Вперше досліджено вертикальний розподіл н.м. хмар в період активного та спокійного Сонця. За допомогою статистично аналізу достовірно підтверджена істотна нерівномірність розподілу н.м. хмарності по горизонтах у різні періоди сонячної активності. Отримано геометричні оцінки площі радіаційних перерізів для молекул стандартної атмосфери та конденсованої фази (хмарні аерозолі). Показано, що разом з сухою атмосферою конденсована фаза дає сумірний внесок в електростатику хмари шляхом збільшення площі перерізу іонізації завдяки укрупненню крапель, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки у конденсованій фазі буде більшим, ніж у сухій атмосфері. Залежно від співвідношення інтенсивності іонізації відбувається перерозподіл хмарного аерозолу в стратифікованому електричному полі атмосфери, типи хмар виділяються шляхом перерозподілу крапель.

4. Вперше отримано аналітичне рівняння динамічної діелектричної проникності  $\epsilon(r)$  як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу електричного поля.

В лінійному наближенні дифузійне рівняння діелектричної проникності описується W-функцією Ламберта. Перехід до комплексного рівняння  $\varepsilon(r)$  означає додавання дисипативних множників до різниці фаз елементарного осцилятора або, навпаки, додавання фазових множників до больцманівської експоненти. На основі цього розраховано серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактора ймовірності, де введено перевизначений термічний потенціал електрона, який враховує  $\varepsilon$ . В екстремумах електричного поля діелектрична проникність досягає максимальних значень.

Таким чином, врахування динамічної  $\varepsilon$  в моделі електричного поля призводить до масштабування атмосфери наступними ефектами: а) великі значення  $\varepsilon \sim 10^5 \div 10^6$  прямо пов'язуються з процесами іонізації в атмосфері швидкими частинками, створюючи збуджені та рідбергівські атоми і молекули; б) середні значення  $\varepsilon \sim 10^3 \div 10^4$  – з глобальною хвилею поляризації теплових електронів в гравітаційному полі; в) маленькі значення  $\varepsilon \sim 10 \div 10^2$  – з колективними нелінійними плазмовими модами (брізерні рішення), та іонно–звуковими коливаннями нелінійного резонансу.

5. Вперше розроблено електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією. Доведено вплив електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів шляхом швидкого утворення ядер конденсації. Проведено ряд чисельних моделювань з дослідження взаємозв'язку мікрофізичних характеристик і електричних процесів у хмарах, та досліджено механізм зворотного зв'язку між укрупненням частинок у хмарі і зростанням об'ємного заряду. Показана присутність широких площ позитивних об'ємних зарядів у верхній частині хмарності і смуг від'ємних зарядів у нижній шарі, що добре узгоджується з існуючими експериментальними результатами. Просторово-часовий розподіл визначається мікрофізичними особливостями хмарності, та її еволюцією. За звичай, зі збільшенням потужності хмари, збільшується її електрична неоднорідність

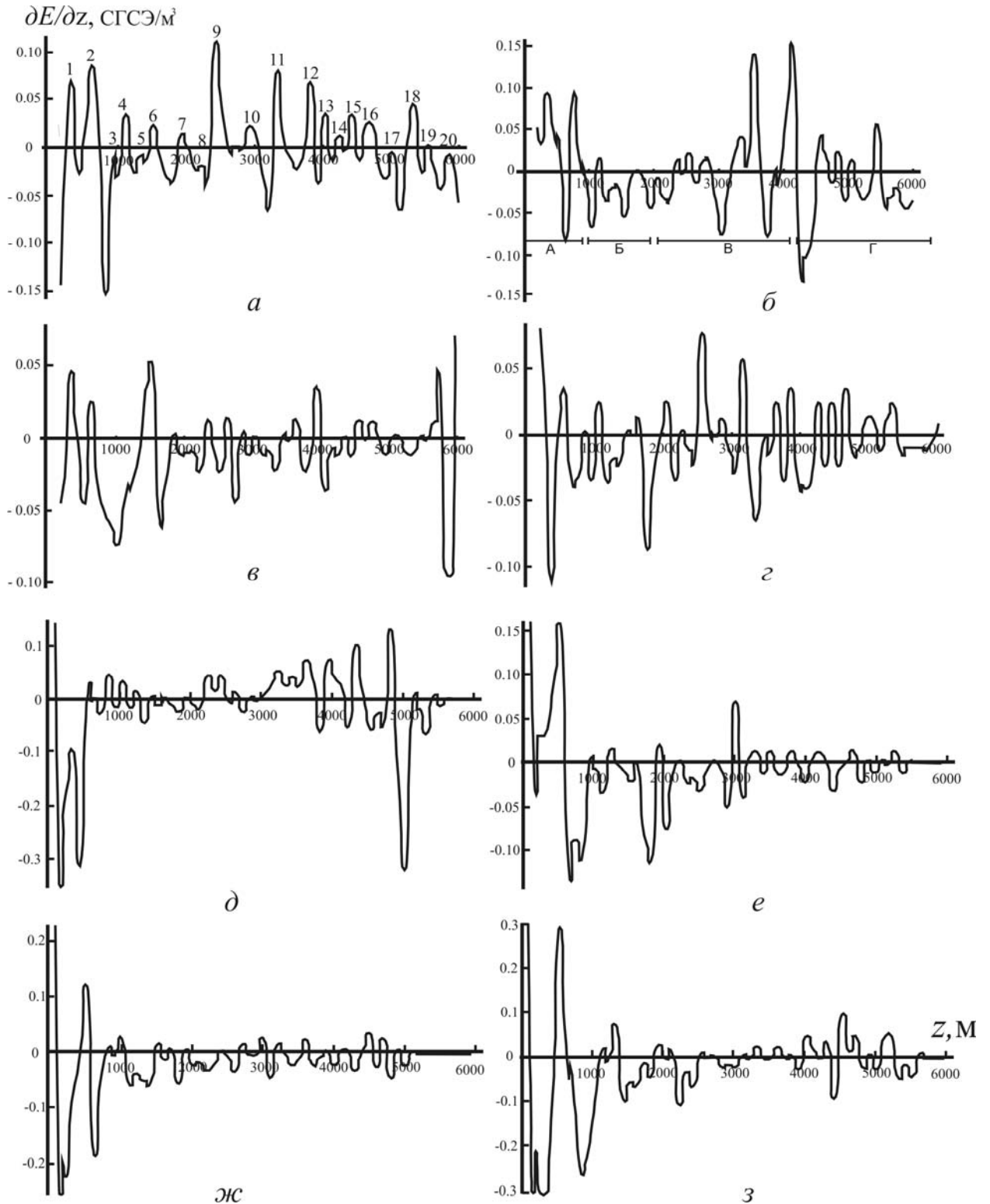


Рис. 3.1.1 Сплайн-апроксимація щільності об'ємного заряду  $\partial E_z/\partial z$  СГСЕ/м<sup>3</sup> на різних висотах: Ташкент, 1958 р. (а — січень, б — квітень, в — серпень, г — листопад); Ташкент, 1964 р. (д — січень, е — квітень, ж — серпень, з — листопад). Цифри (1, .., 20) — кількість повних коливань  $E_z$ ; 1 СГСЕ/м<sup>3</sup> = 2130 е/см<sup>3</sup>.



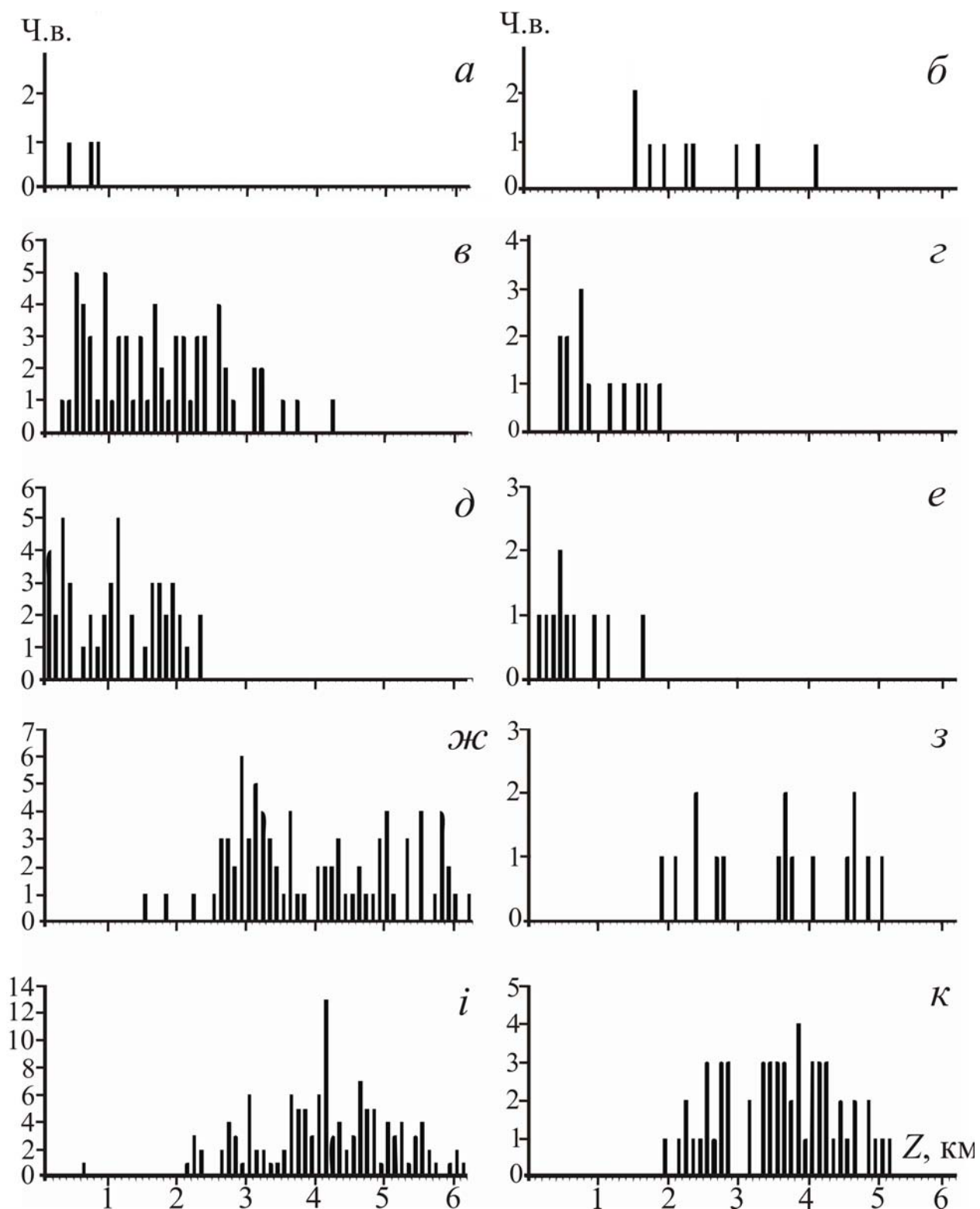


Рис. 3.3.1 Діаграми повторюваності висоти н.м. хмар з висотою  $Z$  для хмар типу: 1958 р.: (а – Cu; в – Sc; д – Ns; ж – As; і – Ac;) і 1964 р.: (б – Cu; з – Sc; е – Ns; з – As; к – Ac). Ч.в. (число випадків) – зальна кількість спостереженої хмарності;

## Додаток 3

Таблиця 3.4.1 Відповідність екстремумів частотних розподілів утворення н.м. хмар за морфотипами нульовим значенням градієнта потенціала напруженості електричного поля  $\partial E_z/\partial z$ , Київ, 1958 р.

Висота розташування максимумів утворення хмар за морфотипами, м									Висота розташування нульових значень тензора напруженості електричного поля $\partial E_z/\partial z$ , м					
St	Sc	Ac	As	Ns	Cu	Cb	Ci	Cs	Квітень	Грудень	25.08.1958			
100	404	1900	1100	294	400	400	5200	5500	200	3698	40	3500	66	3349
500	700	2100	1600	500	921	1042	5500	5700	300	3819	457	3600	258	3515
700	997	2300	1900	700	1100	1300		6000	400	4104	658	3700	300	3573
1000	1421	2500	2550	1000	1300	1600		6452	496	4342	800	3800	400	3742
1252	1742	2800	2907	1300	1600	1900			603	4500	1200	3900	481	3800
1500	1857	3036	3200	1700	1900	3100			893	4610	1300	4000	700	3857
1957	2300	3200	3400	1900	2100	3300			1000	4700	1500	4200	900	4053
2700	2500	3400	3663	2142	3100				1181	4894	1600	4309	1012	4242
3000	2700	3600	3921	2257	3300				1300	5200	1700	4400	1072	4357
3400		3800	4100	2600	3800				1400	5300	1798	4500	1334	4550
3700		4100	4342	2821	4200				1559	5425	1900	4546	1400	4749
4100		4400	4457	3000					1700	5681	1985	4737	1550	5042
5400		4657	4700	3200					2000	5863	2100	4900	1777	5100
		4900	5000	3742					2365		2200	5000	2068	5200
		5100	5405	3857					2500		2465	5200	2159	5257
		5350	5700	4400					2700		2700	5400	2313	5455
			6000	5200					2900		2814	5500	2550	5642
									3284		2900	5600	2678	5757
									3400		3100	5700	2848	5905
									3500		3196	5847	3000	
									3600		3317	5974	3152	

Таблиця 3.4.2 Відповідність екстремумів нульових значень напруженості електричного поля атмосфери  $\partial E_z/\partial z$  екстремумам частотних розподілів утворення хмарності за морфотипами для Ленінграда, 1958 р.

Висота розташування екстремумів утворення н.м. хмар за морфотипами, м									Висота розташування екстремумів нульових значень $\partial E_z/\partial z$ , м					
St	Sc	Ac	As	Ns	Cu	Cb	Ci	Cs	Апрель		Декабрь		04.09.1958	
300	400	800	1500	183	500	794	900	1600	194	3789	97	4700	256	3900
519	700	1200	1709	600	800	1100	1100	3000	321	3953	600	4894	400	3957
800	900	1500	1900	854	1000	1321	2100	4242	490	4184	700	5300	536	4100
1100	1250	1700	2200	1200	1298	1500	2900	4357	906	4339	1400	5633	730	4200
1491	1481	2042	2521	1600	1500	2300	4750	4700	1110	4500	1541	5700	800	4400
1742	1704	2300	2973	1800	1700	2500	5000	5000	1300	4601	1948	5774	1160	4646
1857	2200	2500	3200	2000	2000	3100	5200	5300	1400	4944	2100	5961	1300	4850
2078	2400	2700	3500	2200	2200	3342	5500	5700	1500	5100	2194	6100	1448	5050
	2700	3000	3700	2542	2445	3457	5700	5908	1608	5164	2300	6300	1648	5250
	2900	3281	4151	2789	2800	3700	6000	6100	1800	5300	2446	6408	1928	5450
	3250	3500	4500	3000	3000	4300	6300	6300	1900	5584	2852	6600	2300	5600
	3600	3800	4752	3400	3421	4900			1970	5800	3000	6800	2478	5800
		4008	5000	3600	3600				2100	5900	3100	6900	2555	5942
		4336	5497	3900	3800				2331	6000	3300	7070	2700	6000
		4484	5700	4200	4300				2394	6108	3400		2842	6057
		4800	6022	4413	4550				2500	6300	3500		2900	6200
		5200		5000	5050				2600	6400	3600		2957	6342
		5750		5200	5547				2900	6529	3753		3148	
		6000		5400					3000	6642	3984		3342	
		6452		5578					3300	6786	4100		3400	
				5800					3500	7000	4200		3557	
				6000					3600	7154	4500		3681	
									3700		4625		3842	

Таблиця 3.4.4 Коефіцієнт кореляції  $r$  і коефіцієнти  $a$ ,  $b$  регресійного рівняння  $y = ax + b$  за даними табл. 3.4.1, 3.4.2 для Києва і Ленінграда

Київ	$r$	$a$	$b$	Ленінград	$r$	$a$	$b$
St–Квітень	0,98	24,90	0,99	St–Квітень	0,98	-12,51	1,02
St–Грудень	0,98	-36,94	1,01	St–Грудень	0,92	-13,94	1,03
St–25.08.1958	0,97	12,50	1,00	St–04.09.1958	0,88	-5,94	1,00
Sc–Квітень	0,97	-53,11	1,02	Sc–Квітень	0,96	-20,87	1,00
Sc–Грудень	0,90	41,35	0,97	Sc–Грудень	0,96	-40,52	1,01
Sc–25.08.1958	0,97	-2,45	1,00	Sc–04.09.1958	0,97	-17,88	1,01
Ac–Квітень	0,93	166,8	0,95	Ac–Квітень	0,97	36,67	0,98
Ac–Грудень	0,99	-89,59	1,02	Ac–Грудень	0,98	-20,11	1,00
Ac–25.08.1958	0,96	-11,40	1,00	Ac–04.09.1958	0,99	-37,42	1,01
As–Квітень	0,97	15,51	0,99	As–Квітень	0,98	-6,25	1,00
As–Грудень	0,97	11,90	0,99	As–Грудень	0,96	57,11	0,98
As–25.08.1958	0,99	-133,0	1,03	As–04.09.1958	0,98	-4,52	1,00
Ns–Квітень	0,97	14,86	0,99	Ns–Квітень	0,98	12,61	0,99
Ns–Грудень	0,99	-31,40	1,00	Ns–Грудень	0,98	-13,47	1,00
Ns–25.08.1958	0,98	11,78	0,99	Ns–04.09.1958	0,99	-22,05	1,00
Cu–Квітень	0,94	63,17	0,97	Cu–Квітень	0,98	-4,77	1,00
Cu–Грудень	0,98	27,13	0,99	Cu–Грудень	0,95	75,25	0,97
Cu–25.08.1958	0,99	-29,25	1,01	Cu–04.09.1958	0,99	-19,73	1,00
Cb–Квітень	0,93	-8,49	1,00	Cb–Квітень	0,96	21,85	0,99
Cb–Грудень	0,96	32,69	0,98	Cb–Грудень	0,96	5,06	0,99
Cb–25.08.1958	0,97	-10,60	1,01	Cb–04.09.1958	0,97	8,56	0,99
				Ci–Квітень	0,98	-3,73	1,00
				Ci–Грудень	0,98	-29,80	1,00
				Ci–04.09.1958	0,98	-27,02	1,01
				Cs–Квітень	0,97	-13,33	1,00

Параметри для розрахунку отримані з профілів (див. рис. 4.4.1):  $\rho_0 = 580$ ;  $\rho(150) = 0,1128$  СГСЕ/м<sup>3</sup>;  $\rho(200) = 0,0698$  СГСЕ/м<sup>3</sup>;  $\varphi(150) = 2041,4$  В;  $\varphi(200) = 3266,6$  В;  $N = 25\,000$  — константа масштабування для пошуку кореня рівняння, підібрана емпіричним шляхом.

**Розрахунок для  $\varepsilon = 43360$ .**

$$\arccos\left(\frac{5541\rho(150)}{580\operatorname{sh}\left(\frac{\varphi(150)}{25000\varepsilon}\right)}\right) = \frac{\varphi(150)}{\varphi(200)}\arccos\left(\frac{5541\rho(200)}{580\operatorname{sh}\left(\frac{\varphi(200)}{25000\varepsilon}\right)}\right). \quad (1)$$

Корінь рівняння (1)  $R_\varepsilon = 17,79$ .

Підставивши характерні величини потенціалу й щільності, отримаємо тотожність

$$\arccos(1,0781\operatorname{csch}(0,0816R_\varepsilon)) = 0,6249\arccos(0,6672\operatorname{csch}(0,1306R_\varepsilon)) \quad (2).$$

Підставивши у вираз (2)  $R_\varepsilon = 17,79$ , отримаємо значення лівої і правої частин виразу:

$$\begin{aligned} \arccos(1,0781\operatorname{csch}(0,0816 \cdot 15,7992)) &= 0,8735, \\ 0,6249\arccos(0,6672\operatorname{csch}(0,1306 \cdot 15,7992)) &= 0,8735. \end{aligned}$$

**Розрахунок для  $\eta = 29\,360$ .**

$$\operatorname{arcsh}\left(\frac{5541\rho(150)}{580\cos\left(\frac{\varphi(150)}{25000 \cdot \eta}\right)}\right) = \frac{\varphi(150)}{\varphi(200)}\operatorname{arcsh}\left(\frac{5541\rho(200)}{580\cos\left(\frac{\varphi(200)}{25000 \cdot \eta}\right)}\right). \quad (1)$$

Корінь рівняння (1)  $R_\eta = 10,69$ .

Підставивши характерні величини потенціалу й щільності, отримаємо тотожність

$$\operatorname{arcsh}(1,0781\sec(0,0816R_\eta)) = 0,6249\arccos(0,6672\sec(0,1306R_\eta)). \quad (2).$$

Підставивши у вираз (2)  $R_\eta = 10,69$ , отримаємо значення лівої і правої частин виразу:

$$\begin{aligned} \operatorname{arcsh}(1,0781\sec(0,0816 \cdot 10,69)) &= 1,2901, \\ 0,6249\operatorname{arcsh}(0,6672\sec(0,1306 \cdot 10,69)) &= 1,2901. \end{aligned}$$

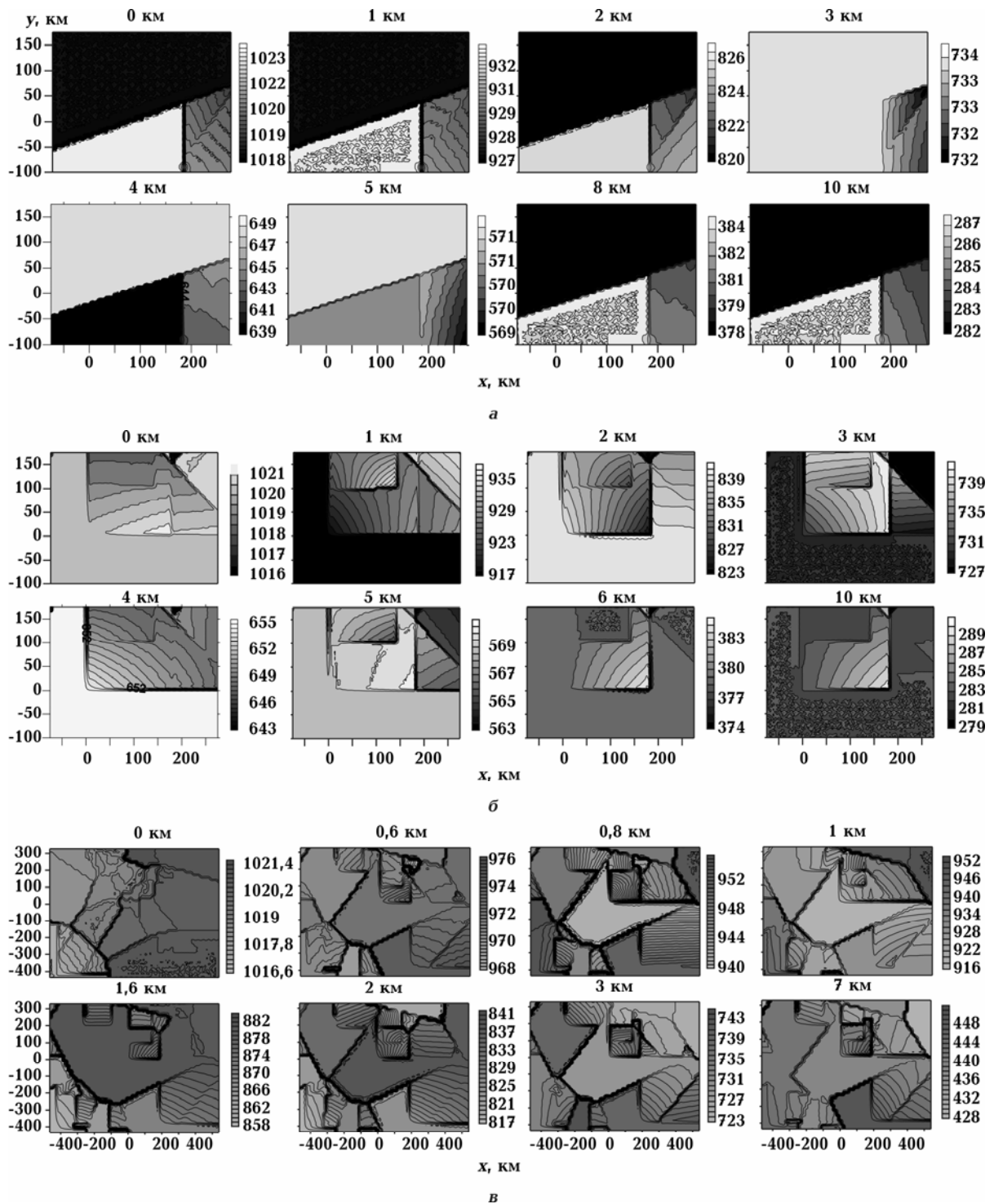


Рис. 6.3.9 Поле тиску на різних висотах, гПа: *а* — без урахування орографії, 12:00 UTC; *б* — те саме, 23:30 UTC; *в* — з урахуванням орографії, 23:30 UTC

**Додаток 8**

до дисертації Білого Т.А. «Вплив електричного поля Землі на електричні і мікрофізичні процеси в атмосфері», яка представлена на здобуття наукового ступення доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 04.00.22 – геофізика (10 – природничі науки). – Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, Київ, 2018.

**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА**

1. **Белый Т.А.** Сферические функции и мультиполи при описании термодинамической системы планетарной атмосферы. *Геофизический журнал*. 2006. Т. 28, №6. С. 120–127.
2. **Белый Т.А.** Спектральный аналог уравнения баланса энтропии планетарной атмосферы. *Доклады НАН Украины*. 2006. № 9. С. 124–131.
3. **Белый Т.А.** Локальное уравнение баланса энтропии и трансформация энергии внутри термодинамического континуума на примере скорости перестройки тензора деформации. *Труды УкрНИГМИ*. 2006. Вып. 255. С.57–69.
4. **Белый Т.А.** О корреляции модуля индукции магнитного поля Земли (В) с атмосферным давлением. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31, №2. С. 122–129.
5. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Численное моделирование сильных осадков в Прикарпатье. *Доповіди НАН України*. 2009, № 10. С. 115–121.
6. **Белый Т.А., Пирнач А.М., Дударь С.М.** Численные исследования влияния различных механизмов осадкообразования на эволюцию мезомасштабных

- облачных образований обусловивших сильные осадки в Карпатах 21–29 июля 2008 г. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31, №6. С. 107–123.
7. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Связь энтропии с эволюцией облачности и осадков. *Геофизический журнал*. 2010. Т. 32, №6. С. 159–168.
  8. **Пирнач Г.М., Белый Т.А., Дудар С.М.** Чисельні дослідження хмарних утворень, які спричинили катастрофічні опади у Прикарпатті. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2010. Вип. 259. С. 5–24.
  9. **Пирнач Г.М., Білий Т.А.** Еволюція конвективних хмарних утворень під час паводків у Криму. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2011. Вип. 260. С. 5–28.
  10. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Динамика облачности над геологическими активными зонами Украины: диагностическое и прогностическое моделирование, приземные и спутниковые наблюдения. *Геофизический журнал*. 2012. Т. 34, №1. С. 115–128
  11. **Пирнач Г.М., Белый Т.А.** Динамика облачности во время землетрясения. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2012. Вип. 262. С. 3–9.
  12. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. 2012. Т. 34, №3. С. 145–154.
  13. **Белый Т.А.** Формирование стратификации облаков электрическим полем. *Доповіді НАН України*. 2013, № 2. С. 82–86.
  14. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы. *Геофизический журнал*. 2013. Т. 35, №2. С. 111–126.
  15. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. 2013. Т. 35, №4. С. 140–153.
  16. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы. *Геофизический журнал*. 2014. Т. 36, № 5. С. 91–117.



17. **Белый Т.А.** Численное моделирование распределения плотности электрических зарядов в фронтальных облаках. *Геоинформатика*. 2016, №2(58). С. 52–59.
18. **Белый Т.А.**, Шпиг В.М. Численное моделирование микрофизических и электрических характеристик конвективных облаков. *Геоинформатика*. 2016, №3(59). С.38–46.
19. **Белый Т.А.** Морфологическая стратификация облаков электрическим полем атмосферы в периоды активного и спокойного солнца. *Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов*. 2016. Т. 327, №.9. С. 57–70.
20. **Белый Т.А.**, Зеленин Ю.А. Вертикальная стратификация возбужденных молекул в нижней стратосфере согласованным электрическим полем. *Оптика атмосферы и океана*. 2017. Т. 30, № 1. С. 72–81. DOI: 10.15372/AOO20170110

#### **Тези доповідей і матеріали конференцій.**

1. **Белый Т.А.** Энтропия – главный фактор изменения климата// Тезисы докладов второй конференции молодых ученых национальных гидрометслужб государств-участников СНГ «Новые методы и технологии в гидрометеорологии» (2–3 октября 2006 г., Москва). – Москва, 2006. – С.100–101.
2. Pirnach G. Clouds, rotors, relief and geomagnetic fields as key parameters accompanied dangerous events / G. Pirnach, **T. Belyi** // A meteorological – oceanographic – cryospheric assembly of researches from around the word (MOCA-09). – 19–29 July 2009. – Montreal, Canada.
3. **Belyi T.** Numerical modeling of cloud and precipitation evolution and its connection with entropy/ T. Belyi, A. Pirnach // International conference Geodynamical phenomena: «From observations and experiments to theory and modelling», september 20–24, 2010, Kiev, Ukraine.

4. Pirnach G. Interaction between frontal cloud system and dangerous events in Crimea / G. Pirnach, **T. Belyi** // EGU General Assembly 2011: Geophysical Research Extended Abstracts. 2011, vol. 13, EGU2011-67, pp. XY60-1–XY60-12.
5. Pirnach G. Heavy Precipitation in Eastern Carpathian and Microphysical Mechanisms of their Formation / G. Pirnach, **T. Belyi**, V. Shpyg, and S. Dudar // 91st American Meteorological Society Annual Meeting, Seattle, WA, USA. 2011. P.2.85-1–P.2.85-17.
6. **Belyi T.** Numerical Simulation Interaction between Drop and Ice Particles and its Influence on Formation of strong Precipitation / T. Belyi, A. Pirnach // Third Symposium on Aerosol–Cloud–Climate Interactions, which will be held as part of the AMS 91st. – 23–27 January 2011, Seattle, WA.
7. **Белый Т.А.** Электростатическая стратификация глобальной облачной системы по данным самолетного зондирования / Т.А. Белый, В.М. Шпиг. // XX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». – 2014. – С. D216–D219.
8. **Белый Т.А.** Вклад электрического поля аэрозоля в термодинамику облачности // XXV Всероссийская открытая конференция «Распространение радиоволн», посвященная 80-летию отечественных ионосферных исследований 3–9 июля 2016 года, Томск.
9. Шпиг В.М. Прогноз пространственной локализации конвективных кластеров по данным глобальной модели прогноза ПЛАВ/ В.М. Шпиг, **Т.А.Белый**. // XXII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» 30 июня – 3 июля 2016 года, Томск.