

Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы

© Т. А. Белый¹, Ю. А. Зеленин², 2013

¹Институт геофизики НАН Украина, Киев, Украина

²Международный фонд «Хронограф», Одесса, Украина

Поступила 9 июля 2012 г.

Представлено членом редколлегии В. Н. Шуманом

Проведено аналіз частотного розподілу висот утворення хмар за даними літакового зондування на предмет відповідності структурі приземного і висотного електростатичного поля. Знайдений збіг точок максимумів частотного розподілу хмарних висот з нульовими значеннями розподілу щільності об'ємних зарядів атмосфери. Відповідність не залежить від типу хмарності, хоча самі розподіли хмар для різних типів істотно відрізняються. Показано, що частотний розподіл висот утворення хмар пов'язаний з гравітаційною поляризацією активного середовища атмосфери — метастабільної переохолодженої кулонівської плазми електронів атмосфери, що термалізуються. Ефективна діелектрична проникність такого середовища варіює в межах 10^4 — 10^6 од. СГСЕ. Наведено наближений роз'язок самоузгодженого рівняння Пуассона для середнього поля атмосферних електронів, що відповідає рівнянню Ландау для фазових переходів першого роду. Знайдено точний роз'язок рівняння, який залежить від граничних умов. Параметри роз'язку, модуль еліптичної функції і ефективна довжина екранування підібрані відповідно до експерименту і коректно відтворюють висотний хід потенціалу. Залежність від модуля має критичний характер фазових переходів першого роду. Природа залежності пов'язана з важкою модою ленгмюрівських коливань іонно-електронної підсистеми атмосфери.

Analysis of frequency distribution of the heights of clouds formation has been conducted by the data of airplane sounding for compatibility to the structure of surface and high-altitude electrostatic field. Coincidence of maximal sites of frequency distribution of cloud heights with zero values of distribution of three-dimensional charges of atmosphere has been found. Correspondence does not depend on the type of cloudiness, though cloud distributions by themselves differ essentially for the different types. It has been shown that frequency distribution of the heights of clouds formation is related to gravity polarization of the active atmospheric medium — metastable under-cooled coulomb plasma of thermalizing atmospheric electrons. Effective dielectric permeability of such a medium varies within the limits of 10^4 — 10^6 CGSE. Approximate solution of self-consistent Poisson equation for medium field of atmospheric electrons corresponding to Landau equation for the first-order phase transitions has been given. Exact solution has been found for the equation depending on boundary conditions. Parameters of solution, module of elliptic function and effective length of screening have been chosen in accordance with the experiment and reproduce altitude run of potential correctly. Module dependence has a critical character of first-order phase transitions. The nature of dependence is related to heavy mode of lengmure vibrations of ionic-electronic atmosphere subsystem.

Введение. Активной средой для формирования глобального электростатического поля атмосферы Земли является ее основной состав [Мак-Ивен, Филипс, 1978]. В приближении локального ионизационного равновесия ($q=1\div 5 \text{ с}^{-1}$, $\alpha=10^{-5} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $n_e\sim 350\div 750 \text{ ед/см}^3$) ионизированные электроны в воздухе представляют собой термализованные ридберговские состояния [Голубков и др., 2011а, б] с энергиями локализации меньше тепловой $u\sim |\alpha\gamma|$ сплошного спектра кулоновской задачи рассеяния. Коллективные состояния системы термализованных электронов в плотном газе представляют собой классическую кулоновскую плазму, изученную прямыми методами молекулярной динамики (МД) [Игнатов и др., 1995; Ткачев, Яковленко, 1995, 1997] относительно кинетики эргодической рекомбинации и релаксации.

Основная особенность поведения электронов в процессах формирования электростатического поля, изученная методом прямого моделирования МД, заключается в существенно пониженной скорости рекомбинации по сравнению с приближением кинетической теории. Прямое моделирование квазиклассического континуума методом МД показало, что электроны атмосферы до высоты 30 км находятся в предтаунсендовском режиме разряда, в некинетическом режиме релаксации, обусловленной *дифракционной частью* больцмановского распределения для отрицательных энергий. Это приводит к изменению классического одночастичного МД-распределения Больцмана с константой экранирования $\gamma=e^2(2n_e)^{1/3}/\theta$ и переопределению его параметрами ($\alpha=1,5$; $\beta=0,4$; $C_4 \exp(\beta u/\gamma)$) [Ткачев, Яковленко, 1997, с. 71] при энергиях электронов, приближающихся к сплошному спектру: $u < -\alpha\gamma$; $\theta=kT$. Согласно прямому моделированию кулоновской системы в буферном газе, $\gamma=\delta^{-1/3}$ [Майоров и др., 1994].

Оценим величину δ ($\delta=3,814 \cdot 10^{-16} n_e$) для атмосферы: в верхней ионосфере $n_e=10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\delta=0,0006$; в нижней — $n_e=10^5 \text{ см}^{-3}$, $\delta=3,814 \cdot 10^{-8}$ ($\delta^{-1/3}=297$); в стратосфере $n_e=10^3 \text{ см}^{-3}$, $\delta=3,814 \cdot 10^{-13}$ ($\delta^{-1/3}=13790$); в тропосфере $n_e=500 \text{ см}^{-3}$, $\delta=1,907 \cdot 10^{-13}$ ($\delta^{-1/3}=17373$); в приземном слое $n_e=100 \text{ см}^{-3}$, $\delta=3,814 \cdot 10^{-14}$ ($\delta^{-1/3}=29700$). Порядок этих величин соответствует тому, что константы релаксации возрастают от молекулярных до макроскопических, составляя несколько лэнгмюровских периодов при показателе Ляпунова (расходимость траектории частиц) $L \sim 15$ [Ткачев, Яковленко, 1997]. Этот показатель эргодизации универсален для разреженной квазиклассической плазмы (электроны в плотном газе).

Параметр идеальности плазмы $\delta^{-1/3}$, перенормирующий МД-распределение Больцмана, для малых энергий носит характер обобщенного диэлектрического отклика среды, или константы экранирования. Для соответствия с коллективными модами необходимо предположить, что диэлектрический отклик должен включать комплексную часть. Повышенные подвижности электронов $v_e \sim 5 \div 10 \text{ км/с}$ (при $E/p \sim 0,1$, где E, p — напряженность электрического поля и атмосферное давление соответственно) [Таблицы..., 1976] в такой системе могут быть понятны на основе квазиклассического движения ридберговского электрона в локальном коллективном поле нарушенной электронейтральности элементарного объема. Ридберговские состояния электрона в плотном газе сильно зависят от электроотрицательных примесей и степени нарушения электронейтральности за счет убегания электронов (табл. 1).

Методика описания ридберговского электрона в квазиклассическом приближении методами классической МД является ключевой [Игнатов и др., 1995] и по сути представляет собой проблему сшивки ридберговского континуума электроотрицательной ловушки и нижнего дискретного заполненного состояния. Рассеяние в этом случае происходит не на бесконечность (плоскую волну), а в континуум среднего поля. Предполагается, что среднее поле воздействует на холодную часть полного спектра атмосферных электронов, вызывая коллективные состояния изменения констант переноса и диэлектрической релаксации.

Настоящая статья посвящена натурной параметризации и анализу решений уравнения Пуассона в приближении Томаса — Ферми для среднего самосогласованного электростатического поля электронов в плотном газе сухой атмосферы в контексте соответствия структуры электрического поля атмосферы Земли и глобальной стратификации облачности.

В связи со сложностью кинетики основного состава атмосферы в качестве базовых данных рассматриваются результаты обработки более 2000 самолетных зондирований электрического поля атмосферы [Материалы ..., 1963]. Обзор и интерпретация данных зондирования были выполнены для внутренней структуры облаков и изложены ранее в монографии [Имянитов, Чубарина, 1965], однако сопоставление с электростатическим полем относительно самосогласованного поля сухой атмосферы не проводилось.

Эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ электронно-ионной подсистемы атмосферы как электрически активной среды (комплексные значения ϵ) оценивалась по натурным наблюдениям концентраций положительных и отрицательных ионов в приземном слое [Павлов, 1937].

Барометрическое распределение и стратификация. Формирование облаков на ядрах конденсации происходит на фоне процессов электрически активной подсистемы воздуха в форме коллективных лэнгмюровских и ионно-звуковых колебаний ($n_e \sim 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$). Общепринято с термодинамической точки зрения [Атмосфера..., 1991], что облака образуются в окрестности тройной точки конденсации, однако в работах [Оболенский, 1934; Русанов, 1978] показано, что

в ионизированном воздухе конденсация пара возможна в воздухе, не насыщенном парами. Например, при заряде аэрозоля, равном от 100 до 1000 элементарных зарядов, конденсационное пересыщение составит всего от 1,5 до 7 %, что далеко от точки конденсации для данных (T, P).

Молекулярное содержание водяного пара по отношению к содержанию основного состава атмосферы (N_2, O_2) составляет 10^{-3} — 10^{-4} . Поэтому визуальную стратификацию водяного пара можно рассматривать как маркирующий процесс для структуры электростатического поля облаков на фоне глобального теплообмена. Заметим, что минимальный размер частиц облака, которые могут рассеивать свет с длиной волны 340 нм, составит порядка 0,1—1 мкм. Кластеры воды, меньшие этого размера, невидимы.

Для процессов кинетической релаксации («потенциал твердых шаров») больцмановская экспонента микроканонического (МК) распределения совпадает с барометрическим распределением Больцмана—Лапласа, введенным в экспоненту фундаментальных констант N_a (число Авогадро) и R (газовая постоянная): $\exp(\varepsilon_i/kT) \sim \exp(N\varepsilon_i/RT)$, $N=R/kT$. В случае кулоновской плазмы такого соответствия нет. Релаксация является эргодической и некинетической. Наблюдается несколько масштабов (мод) релаксации.

Для стандартной атмосферы барометрическое распределение не содержит наблюдаемую устойчивую стратификацию водяного пара с высотой (высотные границы облачности [Материалы ..., 1963]), но дает зависимость плотности и давления от высоты. Проведем простые оценки: прямая оценка барометрической высоты для молекулы массой 29 а.е.м. (1 а.е.м.= $1,661 \cdot 10^{-24}$ г) составит 8,45 км; для частиц размером 0,1 мкм (масса $\sim 4,19 \cdot 10^{-15}$ г) количество молекул воды (H_2O) на кластер составит $1,4 \cdot 10^8$, а барометрическая высота h будет практически равна нулю; для 0,01 мкм ($4,19 \cdot 10^{-18}$ г) количество молекул воды на кластер $1,4 \cdot 10^5$, h — сантиметры; для 0,001 мкм ($4,19 \cdot 10^{-21}$ г) количество молекул воды на кластер ~ 140 молекул, $h \sim 100$ м. Напомним, что размеры микрокапель ядра облака лежат в пределах 1—100 мкм, достигая максимальных значений порядка 200—500 мкм.

Эти простые оценки показывают, что при отсутствии стратифицированного самосогласованного электростатического поля незаряженные кластеры воды размером больше 0,01 мкм опустятся на землю или в приземный пограничный слой. Таким образом, в формировании барометрического распределения влаги принимают участие гравитационное и самосогласованное электрическое поля стандартной атмосферы.

Силовое влияние самосогласованного электрического поля происходит при большой диэлектрической проницаемости молекул-кластеров воды ($\varepsilon \sim 87 \div 100$) и гиперполяризуемости (множитель перед тензором напряжений Гельмгольца) электронно-ионного газа подсистемы воздуха ($\varepsilon \sim 10^4 \div 10^6$). Согласно последним численным экспериментам МД, можно предположить, что гиперполяризуемость электронно-ионной подсистемы в масштабах атмосферы (1—30 км) представляет собой коллективный эффект ступенчатого экранирования волнами зарядовой плотности на разных масштабах длины. Ленгмюровские волны и ионно-звуковые колебания в плазме представляются как суперпозиция квазичастиц, которые удовлетворяют кинетическим уравнениям для квазичастиц [Лундин, 1972].

Гравитационная гиперполяризуемость («гравитационная ЭДС разделения зарядов») электронно-ионной подсистемы воздуха оценивается согласно условию равновесия объемных сил при стандартных величинах приземного электрического поля сухой атмосферы ~ 1 В/м: $(e/\varepsilon)E \approx m_i g$. Тогда $E \approx \varepsilon(m_i g/e) \sim 10^{-10} \varepsilon$. Для соблюдения баланса, даже при $\varepsilon \sim 10 \div 10^6$, необходимо предположить, что в поляризованном распределении зарядов участвуют не отдельные молекулы, а коллективизированные образования частиц с большими массами и повышенной диэлектрической проницаемостью. Это может соответствовать квазичастицам в форме локальных ионно-звуковых волн солитонного типа с масштабами от длины экранирования Дебая $L_D \sim 10$ см до масштабов облаков. Активный характер взаимодействия ленгмюровских и ионно-звуковых волн известен в физике нелинейного взаимодействия высокочастотных и низкочастотных волн плазмы [Захаров, Рубенчик, 1972; Лундин, 1972; Кияшко и др., 1975; Безручко и др., 1979] и сформулирован в монографиях [Кадомцев, 1976; Рабинович, Трубецков, 1984, с. 317].

Активная среда (атмосфера) с этой физической позиции представляет собой слабую плазму типа коронного разряда с характерными частотами 1—10 кГц и непрерывно переходит в термосферный и ионосферный слои ионизации, представляя единую среду [Голубков и др., 2011а, б].

Атмосфера как активная метастабильная среда. Атмосферный воздух стандартного состава вследствие процессов ионизации (корпускулярной и солнечной) представляет собой электрически активную среду, содержащую ионы и электроны порядка $700\text{--}1000\text{ ед/см}^3$ частиц. Кластерная компонента среды включает аквакомплексы повышенной диэлектрической проницаемости с повышенными парциальными зарядами более $100e$.

Высоковозбужденная ридберговская компонента полного электронного распределения передачи импульса в континууме (кинетическое бутылочное горло) может давать дополнительные вклады в динамическую и диэлектрическую проницаемость [Голубков и др., 2011а]. Коллективизация электронов из ридберговского континуума происходит в результате тормозной термализации электронов до тепловых и ультрахолодных в кулоновской подсистеме. Энергия локальной самосогласованной потенциальной ямы континуума составит величину $\varepsilon \sim 0,025 \div 10^{-4}$ [Ткачев, Яковленко, 1997]. Можно предположить, что релаксация таких термализуемых и холодных электронов носит существенно некинетический характер и больше соответствует эргодической релаксации по типу гомоклинической структуры на макроуровне (цепочки Кармана) [Рабинович, Трубецков, 1984, с. 402].

Как показывают оценки [Ткачев, Яковленко, 1997], в квазиравновесном приближении параметры перенормированного распределения Больцмана, соответствующие эффективной диэлектрической проницаемости, для электронно-ионной подсистемы составляют порядка $\varepsilon \sim 10^4 \div 10^5$ безразмерных единиц и сильно варьируют в зависимости от средней плотности электронов.

Дифракционный характер релаксации термализованных электронов понятен из следующих оценок: при энергиях тепловых электронов порядка $0,025\text{ эВ}$ комптоновская длина волны электронов составит $\lambda = 7,75 \cdot 10^{-7}\text{ см}$, тогда как расстояние между нейтральными частицами — $3,3 \cdot 10^{-7}\text{ см}$. Квантово-резонансное перемещение электрона между молекулами среды позволяет достичь диффузионных скоростей переноса $2\text{--}5\text{ км/с}$ (поляронный механизм) при $E/p \sim 0,1\text{ В/(см}\times\text{мм рт.ст.)}$ и тепловых скоростей $\sim 90\text{ км/с}$. Ультрахолодные электроны $0,0002\text{ эВ}$ имеют комптоновскую длину волны порядка $12\text{--}13$ межатомных расстояний при числе Лошмита буферного газа $nL = 2,7 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$.

Можно предположить, что среднее электрическое поле сухого воздуха влияет на электрон в момент переноса в кулоновском диссоциативном континууме [Голубков и др., 2011а, б]. Это предположение необходимо для корректного перенормирования больцмановской экспоненты в модели самосогласованного электрического поля. Параметр идеальности плазмы γ [Ткачев, Яковленко, 1997] для нашего случая ($n_e \sim 350 \div 750\text{ ед/см}^3$) составит $6,43 \cdot 10^{-5}$ при величине потенциальной ямы на низкоэнергетическом «хвосте» ридберговского континуума ε_0 порядка $2,5 \cdot 10^{-5}\text{ эВ}$ [Майоров и др., 1994].

В макроскопическую часть тензора электрических напряжений Гельмгольца константа диэлектрической проницаемости ε входит множителем и в виде градиента [Ландау, Лифшиц, 1982]

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

Оценки показывают, что для случая призмных концентраций электронов ($n_e \sim 350 \div 750\text{ ед/см}^3$) эта поляризационная сила $(\varepsilon - 1)/8\pi \nabla(E, E)$ на порядок больше или сравнима с кулоновской объемной силой.

В приближении заторможенного движения кластеров воды $v = v_g + v_d$ поляризационная сила, взаимодействуя с фоновым электростатическим полем сухой атмосферы, дает основной эффект в макроскопическую стратификацию облачной системы Земли $\mu E = v_d$, $\mathbf{F} = (e/\mu)v$, где v_g — гидродинамическое поле скорости; v_d — стоковая скорость дрейфа под действием равнодействующей силы; (e/μ) — стоковый коэффициент трения кластера. Тогда $\mathbf{F} = \mathbf{f}_h + eqE - mg$ — равнодействующая сила.

Запишем смещенное максвелловское распределение с параметром флуктуационной температуры θ^* для заряженной компоненты водяного пара с учетом дрейфовой скорости в виде квадратичного распределения по скорости через напряженность поля:

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

где m — масса молекулы или кластера; θ^* — эффективная флуктуационная температура; μ/e — обратная константа стоксовского коэффициента трения кластера; E, g — вертикальная компонента электрического поля и сила тяжести соответственно. Параметры, используемые в выражении, могут рассматриваться как эффективные константы или параметры статистического распределения. Пример такого распределения с подгоночными константами представлен на рис. 1.

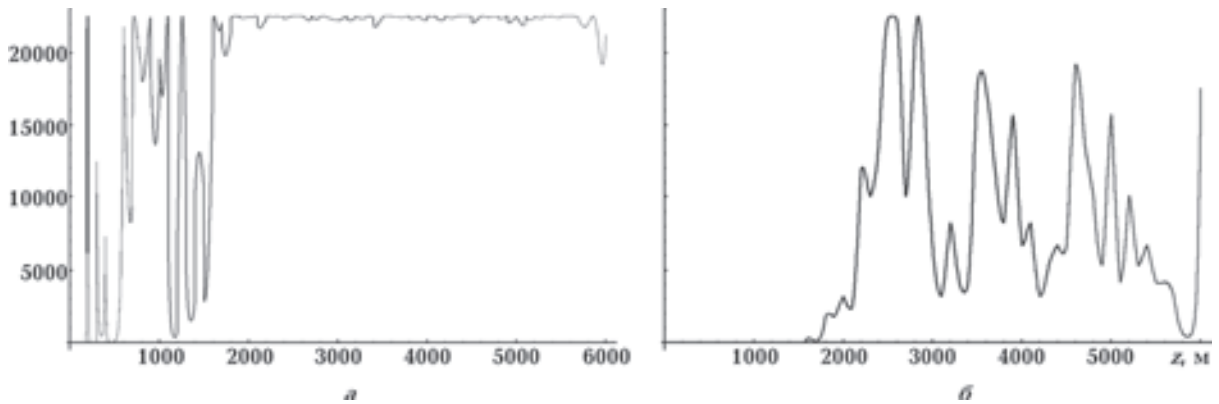


Рис. 1. Модельный вид вероятности (ненормированные единицы) вертикального распределения заряженной компоненты водяного пара для экспериментального профиля поля рис. 2, *a*: *a* — гельмгольцовская часть поляризационного движения кластеров; *b* — кулоновская часть заторможенного движения кластеров.

Как видно из рис. 1, вертикальный профиль распределения вероятности заряженной компоненты водяного пара для заданной конфигурации поля E [Материалы ..., 1963] выявил поляризационную природу сил тензора напряжения, действующих на водяной пар до высот $h < 1,5$ км (рис. 1, *a*) и кулоновскую природу сил для высот $h > 1,5$ км (рис. 1, *b*). Частотные диаграммы высот образования облаков (см. рис. 3, *a—b*) и модельные вероятности максвелловского распределения координатно совпадают по структуре пиков, т. е. облака группируются (с точностью ± 50 м) в минимумах вертикального распределения электростатического поля — точках нейтральности стандартной атмосферы или произведения $(E/4\pi)\partial E/\partial z=0$. Распределения являются устойчивыми.

Вертикальная стратификация облаков и структура электрического поля. Визуальное соответствие структуры стратификации горизонтов облачности в виде частотных диаграмм высот образования с вертикальной компонентой напряженности электрического поля и ее производной интерполированы по натурным данным [Материалы ..., 1963] и представлены на рис. 2—4.

На рис. 2 представлены напряженность электрического поля E , В/м и плотность объемного заряда ρ ($(1/2,657 \cdot 10^{-2})dE/dz$) СГСЭ/м³ электрического поля с высотой в условиях чистой атмосферы за 08.02.1958 г., Ташкент.

На рис. 3 представлены частотные диаграммы высот образования облаков данного типа (максимумы отмечены точками) и совмещен-

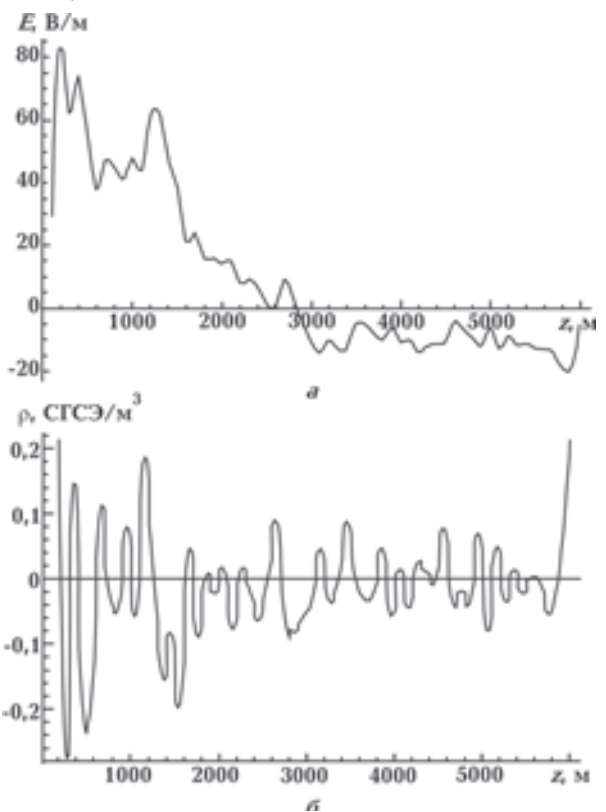


Рис. 2. Напряженность электрического поля E (*a*) и плотность объемного заряда электрического поля ρ (*b*).

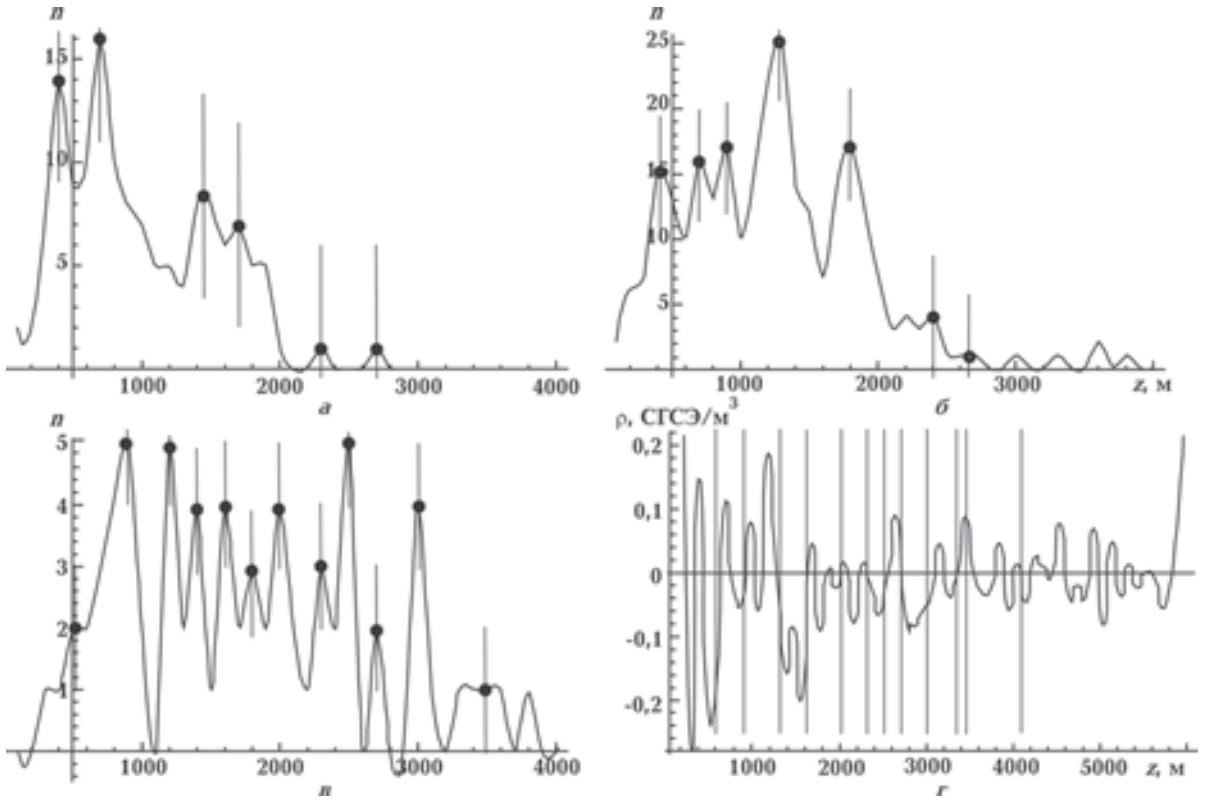


Рис. 3. Частотные максимумы высот образования облаков (за 1958 г.): а — Sc, Киев; б — Sc, Ленинград; в — Sc, Ташкент; г — плотность объемного заряда (см. рис. 2, б) и штрих-диаграмма частотных максимумов облачности Sc с высотой.

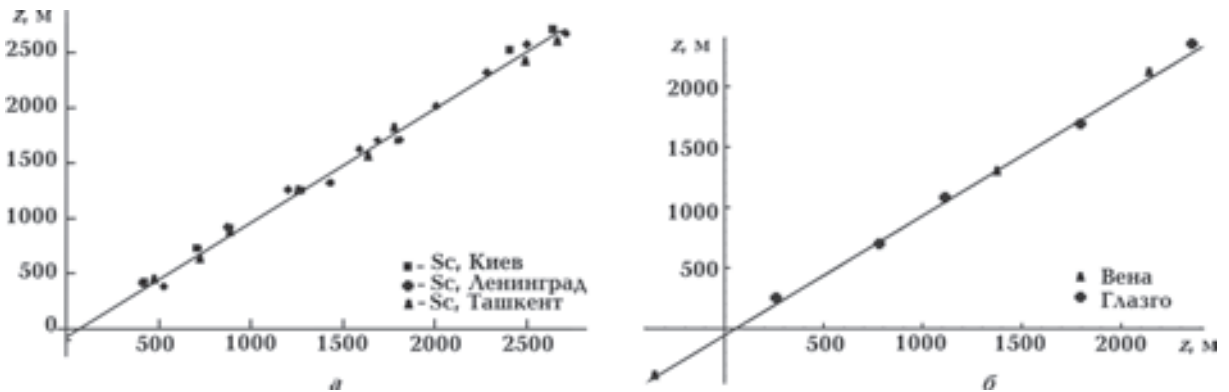


Рис. 4. Корреляционная зависимость совпадения частотных максимумов высот образования облачности Sc (годовое усреднение) и мгновенного распределения водяного пара со среднегодовыми точками равновесия электрического поля $\partial E/\partial z=0$ в условиях чистой атмосферы для данных широт: а — частотные максимумы облачности Sc для городов Киев, Ленинград, Ташкент; б — частотные максимумы распределения водяного пара (вертикальное зондирование атмосферы) для городов Глазго (06.01.2012) и Вена (25.07.2012).

ный график максимумов частотного распределения высот образования облаков с изобестическими точками зарядовой плотности $\partial E/\partial z=0$ за 1958 г.

Как видно из рис. 3, г, распределение максимумов высот образования облаков (годовая статистическая вероятность для городов Киев, Ленинград, Ташкент) совпадает с серединой стратификацией электрического поля (локальной точкой зарядовой нейтральности) для этой же широты. В большинстве случаев высота облачных горизонтов совпадает с нулевым горизонтом зарядовой плотности и составляет точность измерений $\pm(10-50$ м) при ширине активного слоя 250—500 м. Совпадение частотных максимумов облачности и точек равновесия заря-

довой плотности наблюдается для всех типов облаков, а также для усреднения по сезонам и по годам. Такое совпадение отмечается и для частотного распределения водяного пара с высотой. Корреляционная зависимость совпадения частотных максимумов облачности для Киева, Ленинграда, Ташкента и мгновенного распределения водяного пара (вертикальное зондирование атмосферы) для городов Вена (06.01.2012) и Глазго (25.07.2012) со среднегодовыми изобести-ческими точками зарядовой плотности $\partial E/\partial z=0$ в условиях чистой атмосферы представлена на рис. 4. Коэффициент корреляции R составил 0,96—0,98 при доверительном интервале 95 %.

При анализе частотного распределения облачности и электрического поля проявились вы-соты, «запрещенные» для конденсации. Предположительно, это может быть связано с особен-ностями (области Матье) для частицы в периодическом потенциале [Рабинович, Трубецков, 1984] — фазовые условия режима усиления или режима запириания в активной среде. Запрещенные зоны для конденсации пара, или режим запириания, можно понять по аналогии с ре-жимами усиления или запириания многоэлектродных вакуумных усилительных ламп (триод, пентод и т. д.). Можно предположить, что электрическое поле сухой атмосферы является опре-деляющим фактором общей стратификации при любом стандартном гидродинамическом со-стоянии атмосферы Земли, особенно в процессе формирования горизонтальных потоков меж-континентального глобального переноса влаги. Основной структурой электрического поля Земли в атмосфере реализован механизм стратификации водяного пара, а морфологические типы облачности представляют собой электроактивные маркеры состояния процессов обще-го глобального переноса. Таким образом, явление линейных облачных аномалий [Морозова, 2005] ставится в один ряд с общей стратификацией облаков электрическим полем.

Оценка обобщенного диэлектрического отклика среды (эффективной константы экрани-рования) ε^* по приземным данным. Для оценки натуральных величин эффективной константы экранирования использовались данные измерения ионизации воздуха с помощью счетчика ионов Эберта, позволяющего регистрировать отдельно положительную n_+ и отрицательную n_- компоненты ионизации воздуха [Павлов, 1937]. Методика измерения содержала поправку на медленные ионы, которая достигала 50 % измеренной величины.

Определение равновесных концентраций дает соотношения эффективной диэлектри-ческой проницаемости: $n_- = 4\pi \text{rexpr}(\varepsilon\varphi/\varepsilon^*\theta)$, $n_+ = 4\pi \text{rexpr}(-\varepsilon\varphi/\varepsilon^*\theta)$. Тогда $\ln(n_+/n_-) = -2\varphi/\varepsilon^*\varphi_0$, где $\varphi_0 = 0,023 \div 0,25$ В — термическая разность потенциала.

В общем случае параметр $\varepsilon^* = -(2\varphi)/\varphi_0 \ln(n_-/n_+)$ содержит комплексную часть диэлектриче-ской проницаемости, следующую из закона Ома:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \mu \text{div}(\rho E), \quad \rho = \rho_0 \exp(-\varphi/(\varepsilon\varphi_0)).$$

Если подставить в уравнение для плотности напряженность поля в виде

$$E = -\frac{\varepsilon\varphi_0}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z},$$

то уравнение Ома преобразуется в диффузионное уравнение $\partial \rho/\partial t = -(\mu\varepsilon\varphi_0)\Delta\varphi$ с константой ам-биполярной диффузии $D = \mu\varepsilon\varphi_0$ для самосогласованного поля. При включении комплексной ча-сти ε уравнение диффузии будет содержать осцилляционную часть в решении.

Экранирование увеличивает константу диффузии на фактор (2000—2500), что соответству-ет экспериментальным скоростям дрейфа порядка $(2—5) \cdot 10^5$ см/с, при $E/p < 0,1$ [В/(см·мм рт.ст.)] [Таблицы ..., 1976, с. 429], тогда как перенормировка ионной константы диффузии на при-веденную массу электрона $\sqrt{m_i/m_e} \sim 200 \div 230$ приводит к недостаточно большим значениям скорости дрейфа $D_{\text{ion}} \sim 200$ см²/с при напряженности поля 1—10 В/см. Исходя из этого, можно предположить, что существует два типа проводимости: а) поляронно-экситонная — с больши-ми экспериментальными скоростями переноса; б) омическая — от $\sigma = 4 \cdot 10^{-4}$ для нижней тропо-сферы до 300 ед. СГСЭ м⁻¹ для стратосферы.

Развернутая оценка параметра ε^* для приземной атмосферы по натурным данным [Павлов, 1937, с. 215] на высоте 1 м при среднем потенциале $\varphi \sim 140$ В сведена в табл. 1.

Как видно из табл. 1, параметр ε^* варьирует в широких пределах, так как зависит от натур-ной локальной электронной плотности (локального электронного дефицита или выполнения

Таблица 1. Вариация параметра ε^* от локальной электронной плотности

| n_+ | n_- | $(n_+ - n_-)$ | Коэффициент униполярности | ε^* | $\sqrt{n_+ n_-}$ |
|------------|------------|---------------|---------------------------|------------------------------------|------------------|
| 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 |
| 721 | 724 | -3 | 1,04 | $2,8 \cdot 10^6$ | 722,5 |

Примечание. Важно отметить, что из общего спектра электронов метод Эберта выбирает энергии, близкие к электронному сродству электродов сеток. Для нашего случая идеальным были бы измерения холловских подвижностей. Пример расчета параметра ε^* для первой строки таблицы: $\varepsilon^* = -(2 \cdot 140) / \ln(800/825) \cdot 0,025 = 3,68 \cdot 10^5$.

Расчет ε^* по данным самолетного зондирования. Метод расчета в приближении активной среды (бездисперсионная часть) основан на численной устойчивости величины среднего геометрического $\sqrt{n_+ n_-}$ для ионов нижней атмосферы без отдельной регистрации положительной и отрицательной компонент ионов, согласно работе [Материалы ..., 1961]. Данные для каждого месяца получались усреднением 27 самолетных подъемов до 6 км через 100 м и представлены на рис. 5 и 6.

Как видно из рис. 5, б, 6, б, распределение избыточного заряда плотности с высотой имеет осцилляционную небарометрическую зависимость. Ему соответствуют два положительных максимума ионизации (нижнего до 1000—2000 м и верхнего с 3500 до 6000 м) и один отрицательный минимум между ними (рис. 5, а, 6, а). Структура потенциала имеет вид нескольких плеч с разными углами наклона, что можно представить как систему плоских конденсаторов между слоями ионизации рис. 5, в. С изменением времени года по месяцам качественно картинка остается прежней. Изменяются только глобальная интенсивность зарядовых областей. Среднемесячная периодичность распределения заряда сохраняется в течение года.

Визуально развертка зарядовой плотности соответствует типичной картинке установившихся автоколебаний в нелинейной среде [Рабинович, Трубецков, 1984]. По данным американского зондирования (Оклахома 2010 г. [Мареев, 2010]), значения потенциала в районе измерений оказываются еще больше, а потенциал наряду со ступенями (плечами) имеет пики (экстремумы). Предположительно такой потенциал держит ионные зарядовые плоскости нижней атмосферы.

квазинейтральности). Объяснить такие anomalно большие значения ε^* можно из следующих соображений: если среднее приземное электрическое поле равно 100 В/м, потенциал на высоте $x=1 \div 2$ м равен 140 В, термический потенциал 0,025 В, то для получения поляризационной разности порядка $(10—100) \text{ см}^{-3}$ электронов диэлектрическая проницаемость ε должна быть anomalно большой. Если электрогравитационный потенциал иона $E \approx \varepsilon(mg)/e \sim 10^{-7}$ В/см, то для $E=1$ В/см получим $\varepsilon^* > 10^6 \div 10^7$. Приближение элементарного объема к электронейтральности приводит к резкому увеличению эффективной диэлектрической константы среды от 10^4 до 10^5 . Выход на границу электронейтральности ($\pm 3e$, см. табл. 1, выделено жирным шрифтом) приводит к возрастанию константы до 10^6 и более. Таким образом, видна необходимость переопределения больцмановского МК-распределения до микрополевого (МП) (включения константы экранирования) для практических оценок самосогласованного поля электронов атмосферы. Важно отметить, что порядок величин константы экранирования, полученных по натурным данным [Павлов, 1937] и методом МД [Игнатов и др., 1995, табл. 1], совпадает. Введение эффективной диэлектрической проницаемости позволяет сохранять форму уравнения Пуассона для сохранения заряда и получать решение выделением комплексной части общего решения.

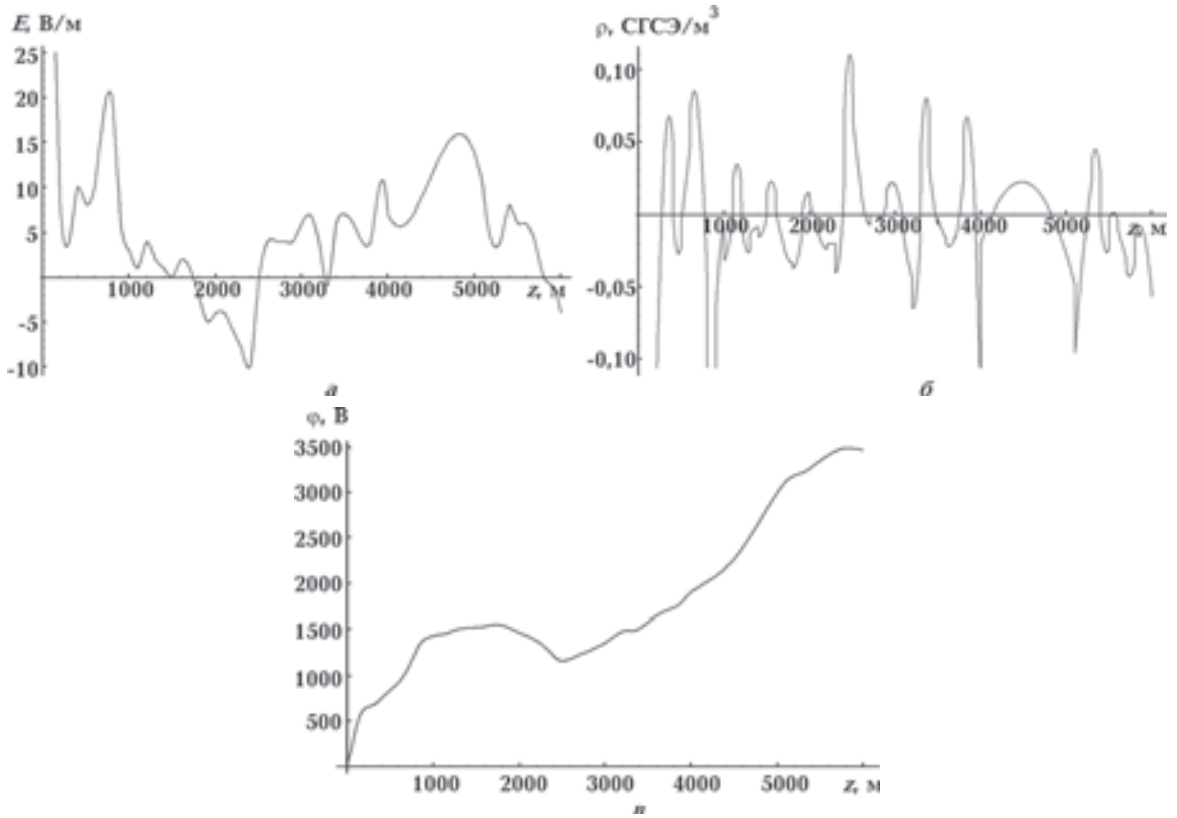


Рис. 5. Изменение среднемесячных значений, г. Ташкент, январь 1958 г.: *а* — напряженности электрического поля с высотой, *б* — плотности объемного заряда с высотой; *в* — потенциала электростатического поля с высотой.

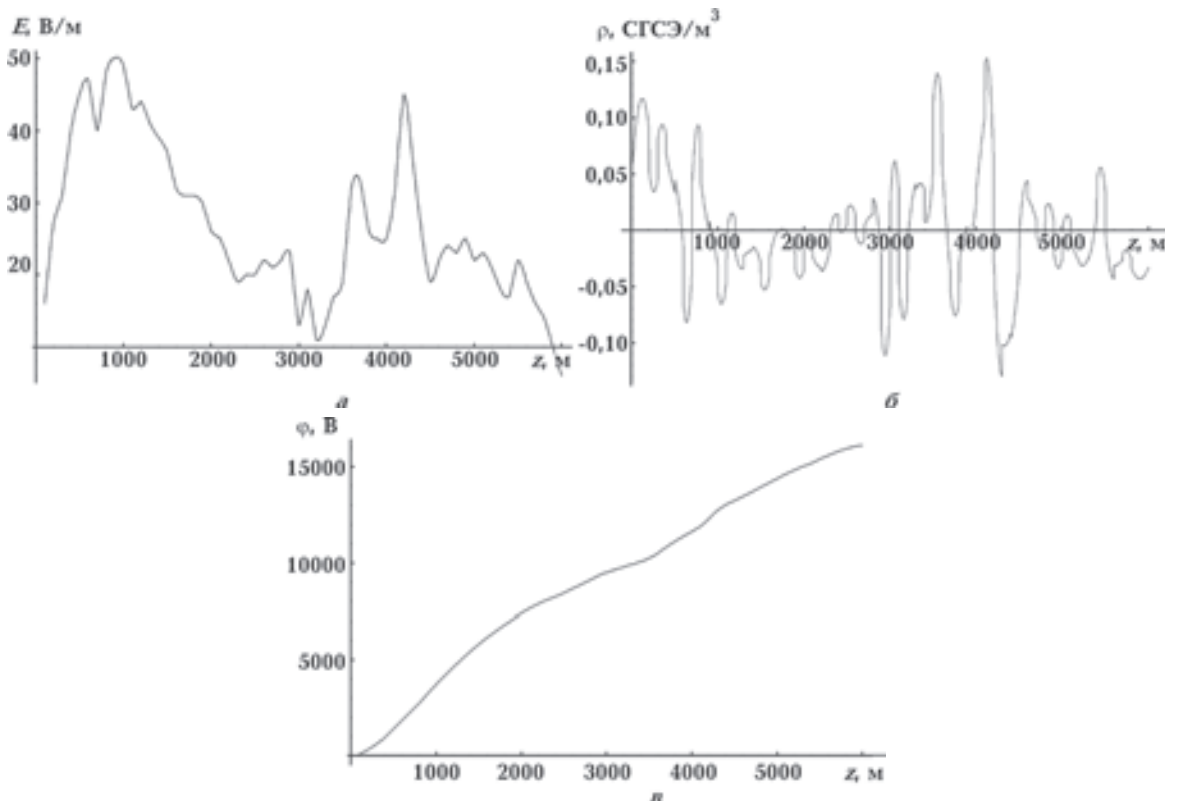


Рис. 6. Изменение среднемесячных значений, г. Ташкент, апрель 1958 г.: *а* — напряженности электрического поля с высотой, *б* — плотности объемного заряда с высотой; *в* — потенциала электростатического поля с высотой.

Рассмотрим прямой метод оценки параметра ε^* на основе предположения о среднем геометрическом ($n_{0s} = \sqrt{n_+ n_-} \sim 720$ 1/см³; $\theta \sim 0,025$ В) по данным вертикального зондирования атмосферы в условиях ясного неба [Материалы ..., 1961]. В этом приближении уравнение Пуассона для экспериментальных значений напряженности, потенциала и плотности объемного заряда запишется в виде трансцендентного уравнения по параметру ε^* :

$$\left. \frac{dE}{dz} \right|_{z=h} = 4\pi n_{0s} \operatorname{sh} \left(\frac{\varphi}{\varepsilon^*} \right), \quad \varepsilon^* = \varepsilon \theta. \quad (1)$$

Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметр ε^* при экспериментальных значениях напряженности, потенциала и плотности объемного заряда

| Высота h_i , м | $dE/dz _{z=h}$, В/м | Потенциал $\varphi(h)$, В | Порядок экстремума h/L | Теоретическая оценка экстремальной точки T , м | ε^* | ε^*/θ |
|------------------|----------------------|----------------------------|--------------------------|--|-----------------|------------------------|
| 122 | 0,0165914 | 1403,25 | 1 | 120,6—121 | 259,788 | 10360 |
| 355 | 0,0132788 | 7938,75 | 3 | 362 | 1532,94 | 61280 |
| 771 | 0,0132363 | 25910,4 | 6 | 724 | 5006,22 | 200240 |
| 1163 | 0,00220841 | 44495,0 | 10 | 1206 | 13140,7 | 525600 |
| 2380 | 0,00202862 | 82205,1 | 20 | 2413 | 25007,8 | 1000280 |
| 2540 | 0,00316157 | 85414,4 | 21 | 2534 | 22812,1 | 912480 |
| 2800 | 0,00188748 | 90998,2 | 23 | 2775 | 28177,6 | 1127080 |
| 3055 | 0,00589759 | 95853,9 | 25 | 3016 | 21947,9 | 877880 |
| 3350 | 0,00589853 | 99930,4 | 28 | 3378 | 22880,5 | 915200 |
| 3547 | 0,0197677 | 103527,0 | 30 | 3620 | 18564,1 | 742560 |
| 4121 | 0,0216729 | 119828,0 | 34 | 4102 | 21138,5 | 845520 |
| 4590 | 0,00619771 | 134268,0 | 38 | 4584 | 30398,2 | 1215920 |
| 4837 | 0,00339161 | 140018,0 | 40 | 4826 | 36707,4 | 1468280 |
| 5057 | 0,00185379 | 145181,0 | 42 | 5068 | 45206,6 | 1808240 |
| 5442 | 0,00795453 | 152798,0 | 45 | 5429 | 32743,7 | 1309720 |

Примечание. Представим параметры расчетного уравнения для выделенной курсивом строки: координата максимума $h=771$ м, $\varphi(771)=25910$ В, плотность заряда $\rho=0,0132363$ ед. СГСЭ/м³, константа перевода в систему СГС равна $4,34 \cdot 10^{-6}$. Уравнение имеет вид $0,0132363/4,34 \cdot 10^{-6} = \operatorname{Sh}[25910,38/\varepsilon^*]$, $\varepsilon^*=5006,22$. Среднее значение ε^*/θ равно $8,68 \cdot 10^5$.

Среднее значение наблюдаемого минимального периода T лежит в пределах 120—121 м. Корень уравнения (1) рассчитан по профилю распределения избыточного заряда (рис. 6, б). Начиная с экстремума b наблюдается бифуркационное удвоение периода стоячей волны (6; 10; 20; 30; 40).

Отношение уравнений Пуассона в двух точках с учетом относительной постоянности среднего геометрического положительных и отрицательных ионов для нижней атмосферы имеет порядок $10^6—10^7$. Точки φ_1, φ_2 выбираются вблизи натуральных экстремумов электронной плотности с тем, чтобы комплексно сопряженная часть диэлектрической проницаемости ($\lambda = \varepsilon + i\eta$) для уравнения

$$\operatorname{sh} \left(\frac{\varphi}{\varepsilon + i\eta} \right)_{\varphi_0} = \operatorname{sh} (\alpha + i\beta) \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right) = \operatorname{sh} \alpha \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right) \cos \beta \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right) + i \operatorname{ch} \alpha \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right) \sin \beta \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)$$

была следующей:

$$\cos \beta (\varphi(h_i)/\varepsilon^* \varphi_0) = 1, \quad \sin \beta (\varphi(h_i)/\varepsilon^* \varphi_0) = 0; \quad \varphi/\varepsilon^* \varphi_0 = 2\pi n,$$

где i — мнимая единица; h — координата максимума зарядовой плотности; $\alpha = \varepsilon/(\varepsilon^2 + \eta^2)$; $\beta = \eta/(\varepsilon^2 + \eta^2)$.

Такой подход дает возможность корректной модификации больцмановского распределения для масштабов от микрополевого к макрополевному введением эффективных комплексных показателей в окрестности ионно-звуковых колебаний полного спектра ленгмюровского дисперсионного соотношения. МП распределение зависит, согласно модулю функции Якоби, от плотности энергии в единице объема среды, тогда как МК-распределение только от термодинамической температуры. Предполагаемый мультимасштабный характер распределения ридберговских электронов самосогласованного поля (экспериментальная «пила» одномерного профиля) появляется в решениях sh-уравнения Пуассона как квазипериодичность при вариации модуля синуса Якоби.

Оценим частоту L_i ленгмюровской ионной ветви колебания при $\omega_{L_i} = 7,75 \cdot 10^3$, $n_i = 1000$ ед/см³:

$$\omega_{L_i}^{-1} = \sqrt{\frac{m_i}{4\pi e^2 n_i}} \cong 1,29 \cdot 10^{-4}.$$

Тогда в гармоническом приближении Лоренца при $\omega_{L_i} \sim 7,7$ кГц оценка ε , согласно [Фрелих, 1960], составит: $\varepsilon = e^2 n_i / 3m_e \omega_{L_i}^2 = 7,61 \cdot 10^6$. На основе этого для совпадения со средним значением необходимо положить m_{e^*} порядка массы полярона (50—70 масс электрона), что соответствует определению эффективной массы из дисперсионного соотношения для ленгмюровских волн.

Коллективные колебания самосогласованного поля (СП) электронов (в форме стоячей волны) в кинетическом режиме ридберговской преддиссоциации затрудняют эргодическое перемешивание поступательных ионизационных степеней свободы и проявляются в виде регистрируемых зарядовых плоскостей атмосферы на высотах, соответствующих кратным длинам волн нелинейных параметрических колебаний, описанных уравнением СП.

Граничная задача уравнения sh-Пуассона для СП электронов атмосферы в кубичном приближении по полю. Разложение sh по параметру $\varphi/\varepsilon\varphi_0$ дает возможность получить универсальное уравнение типа Ландау перенормировкой коэффициентов при разных моделях эффективной среды — структуре статистической суммы.

Рассмотрим свойства активной среды, используя параметр $\varphi/\varepsilon\varphi_0$, разложив правую часть уравнения Пуассона СП для атмосферных электронов [Белый, Зеленин, 2012] до кубичных членов, аналогично уравнению Ландау для фазовых переходов первого рода:

$$\text{sh}\left(\frac{\varphi}{\varepsilon\varphi_0}\right) = \frac{\varphi}{\varepsilon\varphi_0} + \frac{1}{6} \frac{\varphi^3}{(\varepsilon\varphi_0)^3} + \dots$$

Перепишем уравнение в безразмерном виде $\Delta\Phi = a^{-2}(\Phi + 1/6\Phi^3)$, где $a^{-2} = 4\pi re/\varepsilon\varphi_0$. Уравнение имеет первый интеграл сохранения энергии, который параметризует точное решение в виде эллиптического синуса. Решение критическим образом связано с модулем k :

$$k(w) = -\frac{3 + \sqrt{9a^2 - 6w}}{-3 + \sqrt{9a^2 - 6w}},$$

зависящим от полной энергии системы в единице объема w :

$$w = \frac{1}{2} E_0^2 - a^{-2} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\varphi}{\varepsilon\varphi} \right)^2 + \frac{1}{24} \left(\frac{\varphi}{\varepsilon\varphi_0} \right)^4 \right).$$

Величина w параметризуется граничными условия на земной поверхности $E|_{z=0} = E_0 = 1$ В/см, $\varphi_0 = \varphi|_{z=0} = 0,1$ В.

Из приведенных соотношений видна критическая зависимость структуры электрического поля активной атмосферы от граничных условий (приземного потенциала и напряженности поля). Она важна для решения задач структуры электрического поля аномальных зон (разломы, реки, граница вода—суша).

Общее решение представляется в виде эллиптического синуса Якоби со сдвигом нулевой точки, параметрически зависящего от начальных условий:

$$\Phi = \operatorname{sn} \left(\frac{aC_2 \sqrt{-3 + \sqrt{9a^2 - 6w}}}{\sqrt{6}}, -\frac{3 + \sqrt{9a^2 - 6w}}{-3 + \sqrt{9a^2 - 6w}} \left(6i \sqrt{\frac{2}{3 + \sqrt{9a^2 - 6w}}} \left(1 - \frac{w}{a^2 3 + \sqrt{9a^2 - 6w}} \right) \right) \right).$$

Первая константа интегрирования дается выражением $C_1=2w$ путем сопоставления модулей эллиптического синуса и точного решения. Вторая константа интегрирования C_2 имеет вид

$$C_2 = \pm \frac{\sqrt{-a \sqrt{-3 + \sqrt{9a^2 - 6w}} (\sqrt{3} + \sqrt{3a^2 - 2w}) \operatorname{sn}^{-1} \left(\frac{\varphi(0)}{A}, -\frac{3 + \sqrt{9a^2 + 6w}}{-3 + \sqrt{9a^2 + 6w}} \right)}}{2^{1/4} \sqrt{w}},$$

$$A = \frac{6i\sqrt{2} (3 + \sqrt{9a^2 - 6w} - w/a^2)}{(3 + \sqrt{9a^2 - 6w})^{3/2}}.$$

Согласно

$$\varphi(x) = \frac{\varphi}{\varepsilon\varphi} \operatorname{sn} \left(\frac{x + c_2}{L}, k(w) \right),$$

эффективный параметр длины волны (по типу бризера) $1/L$ запишется в виде

$$L_m = \frac{L^2 \sqrt{6}}{\sqrt{-3 + \sqrt{\frac{9}{L^4} - 6w}}}.$$

Характер осцилляций (решения) для кубического потенциала критическим образом зависит от модуля эллиптической функции и включает прецессионное и нутационное движения аналогично задаче о волчке с одной неподвижной точкой. Нутационный период при натуральных константах оказывается порядка минимальной дебаевской длины экранирования — «пила». Прецессионный период соответствует плазменным колебаниям при эффективной длине около 240 м, соответствующей значению константы a , равной $2,43 \cdot 10^4$ см.

При параметризации уравнения Пуассона СП возможны два варианта работы с константами: a — подстановка натуральных кинетических коэффициентов в константу экранирования, период и модуль эллиптического интеграла; b — определение (оптимизация) констант по натурным профилям поля или его отрезка. Первый случай дает весь спектр осцилляций вплоть до длины дебаевского экранирования порядка 10 см (рис. 7, а «вся пила»). На рис. 7, а наблюдается чувствительность горизонтов выше 500—750 м к вариации приземного поля, тогда как до этого горизонта атмосфера не чувствительна — эффект параметрической раскачки. Последовательное усреднение спектра (см. рис. 7, а) методом скользящего среднего дает сглаженную картину потенциала электрического поля (см. рис. 7, б).

Важно отметить, что детектор поля при самолетном зондировании — экспериментальная схема усиления и скорости записи приборами электрического поля — содержит неявные фильтры емкостного типа, усредняющие природный сигнал ~ 2 Па/м². Поэтому для оценки огибающей используется метод эффективной среды, где параметры решения подбираются из сопоставления с экспериментальными профилями. В нашем случае модуль k для огибающей примерно $0,3 + 0,25i$ при $L \sim 100 \div 120$ м. График потенциала с этими параметрами представляет собой распределение со всплесками, соответствующими экспериментальным плоскостям, и приведен на рис. 7, в.

На рис. 8 представлены действительные и мнимые части модуля эллиптической функции от параметра плотности полной энергии w в безразмерных единицах. Заметим, что МК-распределение не зависит от плотности энергии в единице объема w .

Как видно из рис. 8, решение не сводится к простому плосковолновому случаю и критическим образом зависит от полной энергии в единице объема. Это и составляет эффект активной среды (стратификация электростатического поля оказывается устойчивой и не зависит от сезона, хотя огибающая кривая периодически сезонно повторяется).

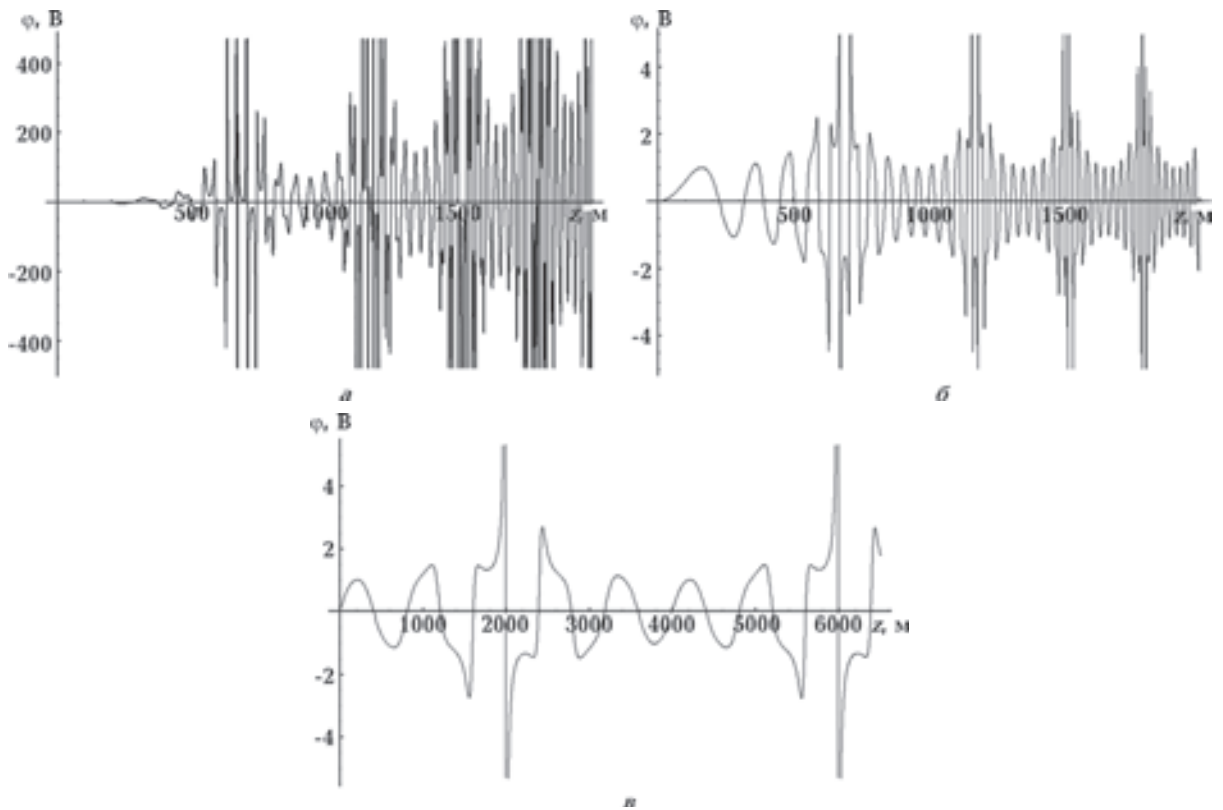


Рис. 7. Модельный профиль потенциала, рассчитанный по модели самосогласованного поля: *a* — константа и модуль соответствующие $\varepsilon \sim 10^5$; *b* — осредненная кривая *a* по пяти точкам; *v* — огибающая при $k=0,3+0,25i$.

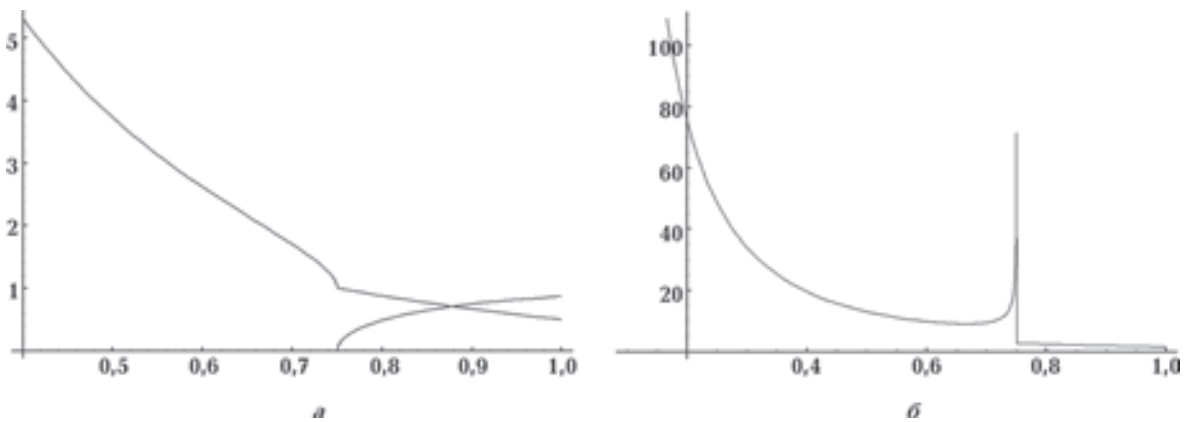


Рис. 8. Модуль эллиптической функции от w (*a*) и производная по плотности модуля эллиптической функции (лямбда точка по типу фазового перехода первого рода) (*b*).

Самосогласованное уравнение Пуассона с гиперболическим синусом формально математически эквивалентно модельному уравнению периодического распределения завихренности цепочки кармана [Кочин и др., 1948; Рабинович, Трубецков, 1984]. Цепочка кармана обладает бифуркационной неустойчивостью типа удвоения периода. В нашем случае динамические траектории уравнения $\dot{z} + \sin z = 0$ развернуты как распределение зарядовой плотности по вертикали в атмосфере. Такая система обладает квазипериодическим решением, переходящим в эргодическое перемешивание при больших высотах. Можно предположить, что переход к стохастическому режиму соответствует термосферным пробоям и нагреванию верхней атмосферы за счет спонтанных коронирующих разрядов — атмосфериков. Сверхчувствительность

системы атмосферных электронов относительно вариации начальных условий (тектонических напряжений, пьезоэффектов и др.) соответствует эффекту влияния граничных условий на решение.

Выводы. Проведен анализ частотного распределения высот образования облаков по данным самолетного зондирования на предмет соответствия структуре приземного и высотного электростатического поля. Найдено совпадение точек максимума частотного распределения облачных высот и распределения водяного пара с нулевыми значениями распределения плотности объемных зарядов атмосферы с высотой. Коэффициент корреляции R составил 0,94—0,96 при доверительном интервале 0,95 %. Соответствие не зависит от типа облачности, хотя сами распределения облаков для разных типов существенно различаются. Показано, что стратификация распределения облаков связана с гравитационной поляризацией активной среды атмосферы — метастабильной переохлажденной кулоновской плазмы термализованных электронов атмосферы.

Электрическая компонента стандартной атмосферы представляет собой активную среду с параметром экранирования и проводимостью полярно-экситонного типа. При средних показателях ионизации стабильность электронной подсистемы достигается в результате некинетической релаксации ридберговских электронов, процессов резонансной передачи электрона и пеннинговской ионизации при тепловых энергиях. Состояние рассеяния ридберговских электронов в плотном газе обладает повышенной поляризуемостью. Это приводит к возможности макроскопического самосогласования электростатического поля через нелинейные ионно-звуковые моды.

Для сохранения электрически поляризационного заряда по параметру, равному e/kT , и обобщенной диэлектрической восприимчивости ϵ используется уравнение типа sh-Гордона СП частичной статистической суммы Гиббса. Степенное разложение уравнения sh по параметру $\varphi/\epsilon\varphi_0$ приводит к уравнению типа Ландау для фазовых переходов первого рода с переопределенными константами для поляризации. В одномерном случае (линейное приближение) это уравнение дает характерный профиль гравитационной поляризации тяжелой компоненты электронно-ионной подсистемы по натурным данным (зарядовые плоскости атмосферы).

Расчет диэлектрической проницаемости для атмосферы по натурным данным показал, что система электронов в поле не является кинетической системой в смысле Эйринга—Гиббса, а обладает выделенными модами и представляется решением уравнения в виде эллиптического синуса Якоби. Эффективная диэлектрическая проницаемость такой среды варьирует в пределах 10^5 — 10^6 ед. СГСЭ.

Решена модельная граничная задача для первого интеграла в форме сохранения энергии от уравнения sh-Пуассона СП электронов. Показана сильная зависимость полученного профиля от приземных условий. Дифференцирование решения по параметру модуля эллиптической функции $k(w)$ показывает чувствительность горизонтов выше 500—750 м к вариации приземного поля, тогда как до этого горизонта атмосфера не чувствительна — эффект параметрической раскачки.

Введение комплексной части диэлектрической проницаемости в уравнение закона Ома преобразует его к уравнению по типу квантовой диффузии с константой амбиполярной диффузии $D \approx \epsilon\mu\varphi_0$. Величина ϵ перенормирует ее до повышенных экспериментальных значений [Таблицы ..., 1976]. Таким образом, диффузия в активной среде (атмосфера) является коллективной. Процессы переноса электрона на макроуровне в активной среде носят квантово-диффузионный характер с константой диффузии $D \approx \epsilon\mu\varphi_0$.

В отличие от фактора Больцмана — Гиббса, отмечена немасштабируемость микрополевого распределения на масштабы геосистемы и зависимость от плотности полной энергии в единице объема w (модуль решения эллиптического синуса уравнения типа Ландау) над основным термодинамическим состоянием.

Важно отметить, что самосогласованное поле для подсистемы аэрозоля может быть получено аналогично, усреднением по зарядово-массовому спектру частиц аэрозоля.

На основании изложенного, сделан вывод, что электрическое поле сухой атмосферы представляет собой основной фактор, регулирующий общую стратификацию пара на макроуровне. Стратификация распределения облачности в этом контексте связана с гравитационной поляризацией активной среды атмосферы параметром флуктуационной температуры θ^* в форме

метастабильной переохлажденной кулоновской плазмы термализованных электронов. Частотные диаграммы высот образования облаков и модельные вероятности (смещенное максвелловское распределение), рассчитанные в приближении заторможенного движения аэрозоля, моделируют структуру частотных диаграмм облачности и совпадают координатно по структуре пиков.

Авторы благодарны *g-ру физ.-мат. наук А. Л. Собисевичу (ИФЗ РАН, Москва)* за оказанное внимание к настоящей статье, ценные замечания и советы.

Список литературы

- Атмосфера*. Справочник (справочные данные, модели). — Ленинград: Гидрометеиздат, 1991. — 510 с.
- Безручко Б. П., Кузнецов С. П., Трубецков Д. И. Экспериментальные наблюдения стохастических колебаний в динамической системе электронный пучок — обратная электромагнитная волна // Письма в ЖЭТФ. — 1979. — **29**, № 3. — С. 180—184.
- Белый Т. А., Зеленин Ю. А. Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами // Геофиз. журн. — 2012. — **34**, № 3. — С. 145—154.
- Голубков Г. В., Голубков М. Г., Карпов И. В. Микроволновое излучение атмосферы, индуцированное импульсным гамма-источником // Хим. физика. — 2011б. — **30**, № 5. — С. 61—74.
- Голубков Г. В., Манжелей М. И., Карпов И. В. Химическая физика верхней атмосферы // Хим. физика. — 2011а. — **30**, № 5. — С. 55—60.
- Захаров В. Е., Рубенчик А. М. О нелинейном взаимодействии высокочастотных и низкочастотных волн // Прикл. механика и техн. физика. — 1972. — № 5. — С. 84—98.
- Игнатов А. М., Коротченко А. И., Макаров В. П., Рухагзе А. А., Самохин А. А. Об интерпретации вычислительного эксперимента с классической кулоновской плазмой // Успехи физ. наук. — 1995. — **165**, № 1. — С. 113—117.
- Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. — Ленинград: Гидрометеиздат, 1965. — 241 с.
- Кагомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — Москва: Наука, 1976. — 238 с.
- Кияшко С. В., Папко В. В., Рабинович М. И. Модельные эксперименты по взаимодействию ленгмюровских и ионно-звуковых волн // Физика плазмы. — 1975. — **1**, вып. 6. — С. 1013—1015.
- Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. — Ленинград; Москва: Гостехиздат, 1948. — Т. 1. — 535 с.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — Москва: Наука, 1982. — Т. 8. — 624 с.
- Лундин Б. В. Нелинейные взаимодействия ленгмюровский волн в слабонеоднородной плазме // Прикл. механика и техн. физика. — 1972. — № 6. — С. 7—13.
- Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Метастабильная переохлажденная плазма // Успехи физ. наук. — 1994. — **164**, № 3. — С. 297—307.
- Мак-Ивен М., Филипс Л. Химия атмосферы. — Москва: Мир, 1978. — 376 с.
- Мареев В. А. Достижение и перспективы исследований глобальной электрической сети // Успехи физ. наук. — 2010. — **180**, № 5. — С. 527—534.
- Материалы конференции по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959) // Под ред. К. Т. Логвинова. — Москва: Гидрометеиздат (отд-ние), 1961. — 365 с.
- 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.

- Морозова Л. И. Спутниковый мониторинг землетрясений. — Владивосток: Дальнаука, 2005. — 136 с.
- Оболенский В. Н. Роль ионов, нейтральных и заряженных пылинок и химически активных ядер при образовании облаков и туманов // Журн. геофизики. — 1934. — Вып. 4, № 1. — С. 90—103.
- Павлов П. П. Изменения ионизации воздуха в Симеизе и Качивели летом 1934 и 1935 гг. // Журн. геофиз. — 1937. — 7, вып. 2—3. — С. 213—223.
- Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. — Москва: Наука, 1984. — 431 с.
- Русанов А. И. К термодинамике нуклеации на заряженных центрах // Докл. АН СССР. — 1978. — 238, № 4. — С. 831—834.
- Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. А. Кикоина. — Москва: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
- Ткачев А. Н., Яковленко С. И. О коллективных колебаниях метастабильной переохлажденной плазмы // Краткие сообщения по физике ФИАН. — 1995. — № 11—12. — С. 67—72.
- Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Стохастическое воздействие и релаксация классической кулоновской плазмы // Письма в ЖТФ. — 1997. — 23, № 17. — С. 68—76.
- Фрелих Г. Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. — Москва: Изд-во иностр. лит., 1960. — 251 с.