

Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы

© Т. А. Белый¹, Ю. А. Зеленин², 2013

¹Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

²Международный фонд «Хронограф», Одесса, Украина

Поступила 4 июня 2013 г.

Представлено членом редколлегии В. Н. Шуманом

Ретроспективный анализ данных літакового зондування вертикальної компоненти напруженості електричного поля атмосфери виявив чотири мультиплетні групи піків до висот 7 км. Сезонна модова стійкість щільності об'ємного заряду $\partial E_z/\partial z$, становить 20—24 повні коливання поля E_z . Установлено кореляційний зв'язок статистичних діаграм висот утворення хмарних горизонтів з рівноважними точками компонент тензора Гельмгольца T_{zz} , коефіцієнт кореляції $r=0,94\pm 0,98$. Аналогічні кореляції отримані за даними кулепілотних спостережень для вертикальних профілів розподілу вологи. Для підсистем у сильних внутрішніх полях (хмарах) наведено аналітичний аналог рівняння ш-Пуассона для самоузгодженого поля аерозолу. Згідно з результатами розрахунку великі заряди аерозолу і загальмований рух броунівських частинок концентрують водяну пару в околиці лібраційних точок рівноваги — іонних площинах.

Retrospective analysis of airplane sounding of vertical component of electric field strength of atmosphere displayed four multiplet groups of peaks up to the height of 7 km. Seasonal mode stability of density of volume charge $\partial E_z/\partial z$ equal to 20—24 complete vibrations of the field E_z has been revealed. Correlative relation of statistical diagrams of the heights of cloudy horizons formation with equilibrium points of Helmholtz tensor components T_{zz} has been found. Correlation coefficient r was 0,94±0,98. Analogous correlations have been obtained according to the data of pilot-balloon observations for the vertical profiles of moisture distribution. For subsystems in strong internal fields (clouds) analytical analogue of Poisson sh-equation for self-consistent field of aerosol has been given. Results of calculations demonstrated that heavy charges of aerosol and impeded movement of Browne particles concentrate water steam in the vicinity of libration points of equilibrium — ionic planes.

Введение. Электрическое поле сухой атмосферы представляет собой поляризационно-гравитационный эффект разделения заряда, аналогичный фазовому переходу первого рода по параметру порядка $\psi_i=e\varphi/\epsilon kT$ [Белый, Зеленин, 2012; 2013]. Электронно-ионная подсистема атмосферы как электрически активной среды представляет собой термализованные ридберговские состояния электронов с энергиями локализации, меньше тепловой $u\sim|\alpha\gamma|$ сплошного спектра кулоновской задачи рассеяния [Голубков и др., 2011а, б]. От поверхности Земли до высоты 20 км наблюдаются сильное увеличение длины пробега γ квантов и рост концентрации ионизованных электронов [Хесстведт, 1976]. Коллективные состояния системы термализованных электронов в плотном газе представляют собой классическую

кулоновскую плазму, изученную прямыми методами молекулярной динамики [Игнатов и др., 1995; Ткачев, Яковленко, 1995; 1997] относительно кинетики эргодической рекомбинации и релаксации.

Для подсистем (электроны, ионы, аэрозоль) в сильных внутренних полях φ, E (облака) напряженность электрического поля оказывается существенной, если в уравнение состояния ввести термодинамическую переменную $\psi_a=e\varphi_a/\epsilon_a k_B T$ в качестве второго параметра порядка для поляризованного водяного пара, обуславливающую эффект капиллярного электроиспарения микрокапель и границы флюидной фазы пара.

Здесь $\epsilon_a=\epsilon+i\eta$ — комплексная диэлектрическая проницаемость; k_B — константа Больцмана; T — температура, К; e — заряд электрона; φ_a

— потенциал, усредненный по зарядовому распределению. Введение параметра ψ_a позволяет получить аналитический аналог sh-Пуассона для самосогласованного поля подсистемы аэрозоля облаков.

Представление атмосферы в качестве электроактивной среды [Кузнецов, 2006; Рабинович, Трубецков, 1984] позволяет существенно расширить физический смысл понимания электрических процессов в атмосфере и проявить «тонкую» структуру глобального самосогласованного электрического поля Земли.

Модовая стабильность нелинейной волны зарядовой плотности атмосферы. Для характеристики напряженности электрического поля на разных высотах использовались данные, полученные по программе Международного геофизического года (МГГ) и Международного геофизического сотрудничества (МГС) в 1958—1959 гг. [Материалы..., 1961; 1963]. Сплайн-аппроксимация вертикального распределения плотности объемных зарядов $\partial E_z/\partial z$ выявила модовую стабильность экспериментальных распределений (количество полных колебаний E_z), составляющую 20—24 значений до высот 7 км. Также наблюдается бифуркационный характер самоподобия кривой в виде дублетности пиков колебаний E_z . Модовая стабильность оказалась устойчивой. Она наблюдается для всех сезонов года за весь период наблюдения, проведенный в 1958—1959 гг.

Таблица 1. Среднемесячная модовая стабильность вертикального распределения плотности объемных зарядов $\partial E_z/\partial z$ с высотой в виде волновых пакетов

Месяц года	Количество пиков	А	Б	В	Г
Январь	20	4	3	5	8
Февраль	25	4	4	9	8
Март	24	4	5	7	8
Апрель	20	4	3	8	5
Май	21	4	3	7	7
Июнь	20	4	4	7	5
Июль	23	4	5	7	7
Август	21	2	3	9	7
Сентябрь	21	3	3	7	8
Октябрь	20	3	4	6	7
Ноябрь	21	3	5	7	6
Декабрь	22	3	5	8	6

В качестве основных можно выделить следующие группы пиков, распределенных в форме волновых пакетов (А, Б, В, Г): А) от 0 до 1000 м; Б) от 1000 до 2000 м; В) от 2000 до 4000 м; Г) от 4000 до 6000 м. В табл. 1 и на рис. 1 пред-

ставлены среднемесячные значения модовой стабильности вертикального распределения плотности объемных зарядов $\partial E_z/\partial z$ с высотой в 1958 г. для г. Ташкент.

Фурье-анализ зарядового распределения на рис. 1 выявил наличие «мягкой» моды с длиной волны около 1030 м и двух близких периодов «короткой» моды с длиной волны около 30,1 и 20 м.

Такое поведение не является характерным для линейных задач, если при изменении граничных условий происходит изменение модового состава. Пространственная и временная структуры электрического поля, см., например, работу [Takeda et al., 2011], не являются гладкими гармоническими функциями, обычно полагаемыми в аналитических моделях [Имянитов, Чубарина, 1965]. Прецизионные наблюдения показывают наличие фрактальной самоподобной флуктуационной структуры электрического поля [Leblanc et al., 2008, с. 355]. Накопление потенциала относительно Земли (интегрирование поля) происходит не только из-за асимметрии распределения пиков, но и вследствие разной формы положительной и отрицательной полуволн (легкие электроны и тяжелые ионы).

Согласно работам [Белый, Зеленин, 2012; 2013], самосогласованное уравнение sh-Пуассона для электронов и ионов атмосферы, описывающее вертикальную электрическую стратификацию атмосферы с параметром порядка $\psi_i = e\varphi/\epsilon kT$, является существенно нелинейным. В нем флуктуационная компонента наблюдаемого электрического поля соответствует сильно осциллирующей части решения термализованного электростатического потенциала и гиперполяризуемости электронной подсистемы атмосферных ионов и электронов, достигающей значений порядка $\epsilon \sim 10^4 \div 10^5$ (до 1000 м) и $10^6 \text{—} 10^7$ выше 1000 м. Такие значения ϵ и обуславливают электрическую прочность атмосферы как конденсатора ($250 \sim 10^6$ кВ) относительно точки Земли. Качественно картинка для параметра ψ_i похожа на флуктуационную структуру критической точки в окрестности фазового перехода первого рода [Ландау, 1937а,б] — точки нейтральности электрического потенциала атмосферы.

В таком самосогласованном поле нелинейность стабилизирует модовый состав вертикального распределения ионов и электронов в пределах 20—24 пиков. Этот факт не является тривиальным и обуславливает стабильность стратификации водяного пара в вертикальном

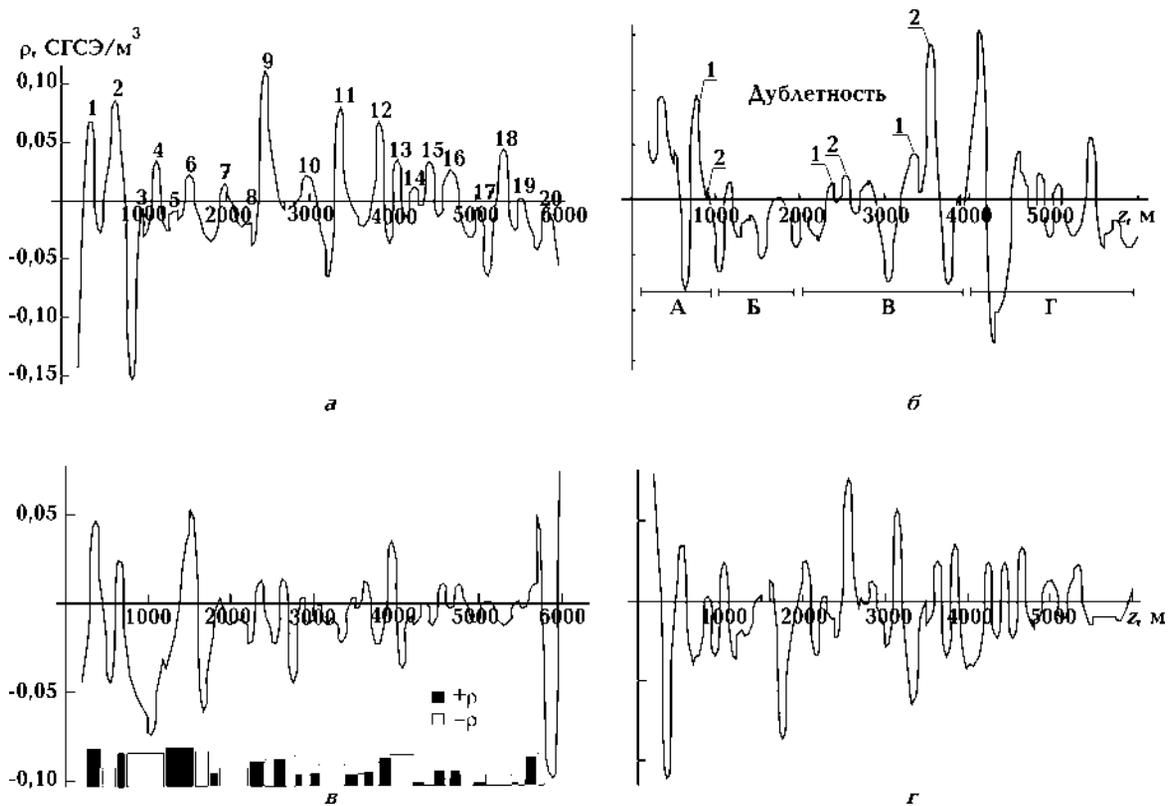


Рис. 1. Плотность объемного заряда $\partial E_z/\partial z$, СГСЭ/м³: а — январь; б — апрель; в — август; г — ноябрь; (1,...,20) — число полных колебаний E_z ; А, Б, В, Г — мультиплетные волновые пакеты; (1,2; 1,2 и т. д.) — дублетная структура пиков — дипольные зарядовые плоскости.

электрическом поле, что по сути формирует стабильность вертикальной стратификации облачного покрова Земли.

Дипольная структура ионных плоскостей обуславливает подрезку облаков по нижнему горизонту. Предполагается, что вертикальная электростатическая стратификация устойчива до высот 12—30 км [Leblanc et al., 2008]. Выше этих высот начинается область, связанная с токовыми состояниями атмосферы.

Частотная повторяемость высот образования облачности и структура электрического поля атмосферы. Совместно с самолетным зондированием вертикального электрического поля атмосферы в работе [Материалы..., 1961] представлены наблюдения за высотами образования облаков. Статистическая обработка самолетных данных в виде диаграмм высот образования облачности определила максимально встречающиеся горизонты облаков, а также «запрещенные» зоны между ними для каждого морфотипа. Сопоставление диаграмм высот образования облаков с высотным распределением электрического поля атмосферы

позволило обнаружить визуальную привязанность облаков к определенным электрическим горизонтам волновых пакетов (А, Б, В, Г). Открытым остается вопрос о «запрещенных» зонах. Можно предположить, что «запрещенные» зоны связаны с особенностью движения пробного электрона в квазипериодическом потенциале — особенностями уравнений второго порядка с периодическими коэффициентами типа Флоке [Математическая..., 1985].

Дальнейший анализ показал высокую корреляционную зависимость не только по волновым пакетам (А, Б, В, Г), но и точное соответствие высот частотных максимумов образования облачности нулевым значениям тензора напряженности электрического поля Гельмгольца $T_{zz} = (\epsilon - 1)/8\pi \nabla(E, E)$ и «тонкой» структуре стоячей электронной волны атмосферы. Корреляционная зависимость совпадения высот образования облачности и нулевых значений тензора T_{zz} электрического поля для Киева и Ленинграда представлена на рис. 2. В табл. 2 приведен численный расчет высот максимальных значений частотных диаграмм об-

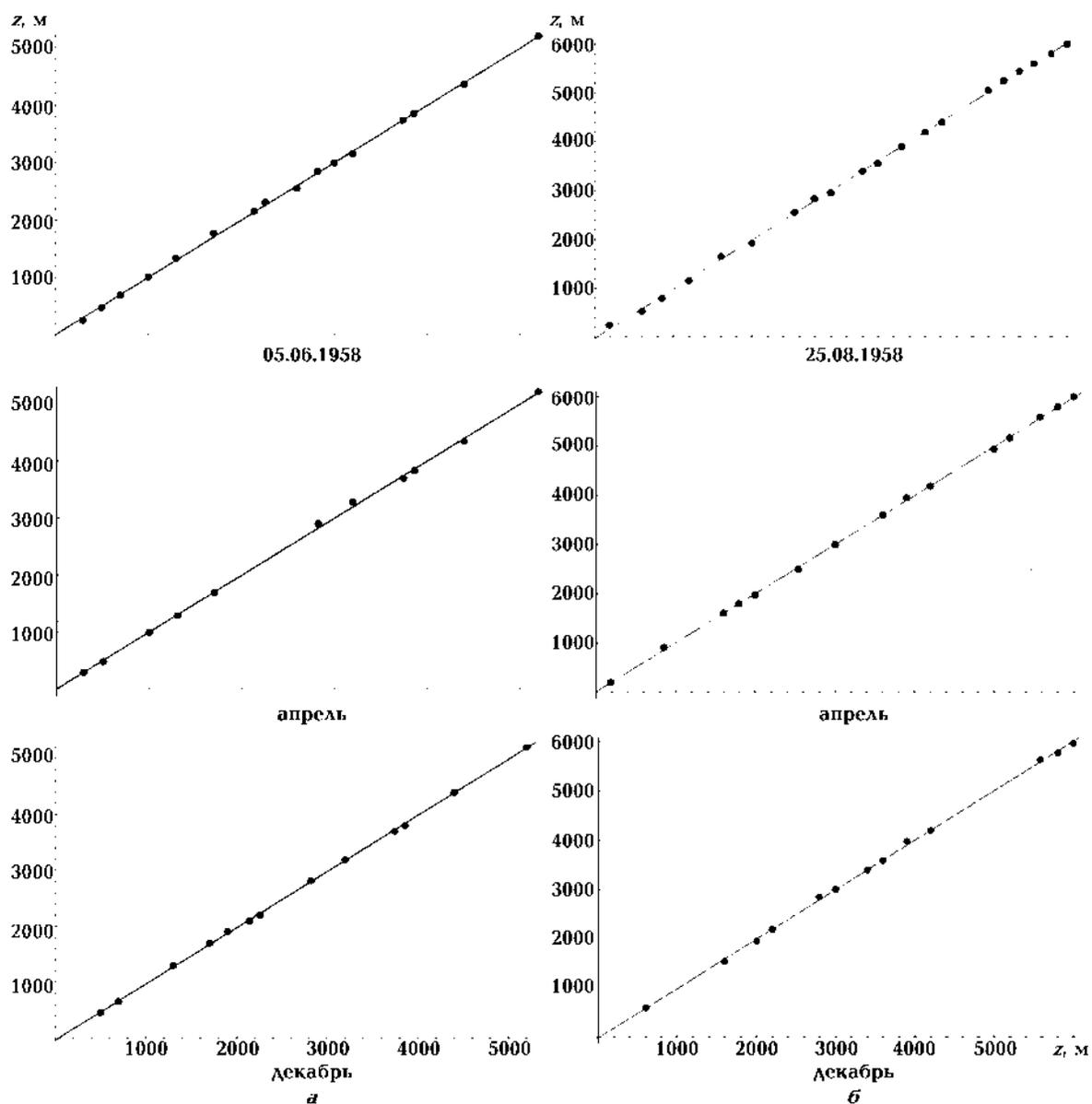


Рис. 2. Соответствие координат частотных максимумов образования облачных горизонтов N_s координатам нулевых значений компонент тензора электрического поля атмосферы T_{zz} для Ленинграда (а) и Киева (б), 1958 г.

разования облаков и высот нулевых значений компонент электрического тензора T_{zz} для Ленинграда и Киева. Коэффициент корреляции и коэффициенты регрессионного уравнения представлены в табл. 3.

Построения корреляционных прямых для других морфотипов облаков и других годов в рамках экспедиции МГТ и МГС дают аналогичные результаты.

В силу сохранения модовой структуры вертикальной электрической волны сдвиг корреляционных точек на одну моду приводит к

таким же корреляционным прямым (рис. 3), параллельным базовой регрессии, представленной на рис. 2, т. е. корреляция устойчива относительно вариации структуры и сдвигов. Физический механизм такого соответствия можно представить следующим образом: при средних концентрациях аэрозоля порядка $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ сила (энергия) кулоновского взаимодействия между каплями и напряженность электрического поля внутри облака могут достигать 75–100 кВ/м [Синькевич, 2001]. Это существенно превышает напряженности

электрического поля сухого воздуха $q_1q_2/R \sim 10^3 \div 10^4$ В/м в квазистационарных условиях. В таких самосогласованных полях облака заряженные капельки (ядра конденсации) с зарядом 100—400 e будут самосогласованно под-

держиваться и перераспределяться в неоднородном стратифицированном электрическом поле стандартной атмосферы, концентрируясь в точках равновесия поля — дипольных зарядовых плоскостях.

Т а б л и ц а 2. Соответствие высот нулевых значений тензора напряженности электрического поля атмосферы T_{zz} высотам максимумов частотных распределений образования облачности по морфотипам для Киева и Ленинграда

Высота максимальных значений образования облаков по морфотипам, м								Высота тензора напряжения Гельмгольца, м						
Киев														
St	Sc	Ac	As	Ns	Cu	Cb	Ci	Cs	Апрель		Декабрь		25.08.58	
100	404	1900	1100	294	400	400	5200	5500	200	3284	40	3500	66	3152
500	700	2100	1600	500	921	1042	5500	5700	300	3400	457	3600	258	3349
700	997	2300	1900	700	1100	1300		6000	400	3500	658	3700	300	3515
1000	1421	2500	2550	1000	1300	1600		6452	496	3600	800	3800	400	3573
1252	1742	2800	2907	1300	1600	1900			603	3698	1200	3900	481	3742
1500	1857	3036	3200	1700	1900	3100			893	3819	1300	4000	700	3800
1957	2300	3200	3400	1900	2100	3300			1000	4104	1500	4200	900	3857
2700	2500	3400	3663	2142	3100				1181	4342	1600	4309	1012	4053
3000	2700	3600	3921	2257	3300				1300	4500	1700	4400	1072	4242
3400		3800	4100	2600	3800				1400	4610	1798	4500	1334	4357
3700		4100	4342	2821	4200				1559	4700	1900	4546	1400	4550
4100		4400	4457	3000					1700	4894	1985	4737	1550	4749
5400		4657	4700	3200					2000	5200	2100	4900	1777	5042
		4900	5000	3742					2365	5300	2200	5000	2068	5100
		5100	5405	3857					2500	5425	2465	5200	2159	5200
		5350	5700	4400					2700	5681	2700	5400	2313	5257
			6000	5200					2900	5863	2814	5500	2550	5455
											2900	5600	2678	5642
											3100	5700	2848	5757
											3196	5847	3000	5905
											3317	5974		
Ленинград														
St	Sc	Ac	As	Ns	Cu	Cb	Ci	Cs	Апрель		Декабрь		04.09.58	
300	400	800	1500	183	500	794	900	1600	200	3284	97	4100	256	3557
519	700	1200	1709	600	800	1100	1100	3000	300	3400	600	4200	400	3681
800	900	1500	1900	854	1000	1321	2100	4242	400	3500	700	4500	536	3842
1100	1250	1700	2200	1200	1298	1500	2900	4357	496	3600	1400	4625	730	3900
1491	1481	2042	2521	1600	1500	2300	4750	4700	603	3698	1541	4700	800	3957
1742	1704	2300	2973	1800	1700	2500	5000	5000	893	3819	1948	4894	1160	4100
1857	2200	2500	3200	2000	2000	3100	5200	5300	1000	4104	2100	5300	1300	4200
2078	2400	2700	3500	2200	2200	3342	5500	5700	1181	4342	2194	5633	1448	4400
	2700	3000	3700	2542	2445	3457	5700	5908	1300	4500	2300	5700	1648	4646
	2900	3281	4151	2789	2800	3700	6000	6100	1400	4610	2446	5774	1928	4850
	3250	3500	4500	3000	3000	4300	6300	6300	1559	4700	2852	5961	2300	5050
	3600	3800	4752	3400	3421	4900			1700	4894	3000	6100	2478	5250
		4008	5000	3600	3600				2000	5200	3100	6300	2555	5450
		4336	5497	3900	3800				2365	5300	3300	6408	2700	5600
		4484	5700	4200	4300				2500	5425	3400	6600	2842	5800
		4800	6022	4413	4550				2700	5681	3500	6800	2900	5942
		5200		5000	5050				2900	5863	3600	6900	2957	6000
		5750		5200	5547						3753	7070	3148	6057
		6000		5400							3984		3342	6200
		6452		5578									3400	6342
				5800										
				6000										

Таблица 3. Коэффициент корреляции r и коэффициенты a, b регрессионного уравнения $y=ax+b$ соответствия высот частотных максимумов образования облачности высотам нулевых значений тензора электрического поля Гельмгольца для Киева и Ленинграда

Киев	r	a	b	Ленинград	r	a	b
St-Апрель	0,98	24,90	0,99	St-Апрель	0,98	-12,51	1,02
St-Декабрь	0,98	-36,94	1,01	St-Декабрь	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-Апрель	0,97	-53,11	1,02	Sc-Апрель	0,96	-20,87	1,00
Sc-Декабрь	0,90	41,35	0,97	Sc-Декабрь	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-Апрель	0,93	166,8	0,95	Ac-Апрель	0,97	36,67	0,98
Ac-Декабрь	0,99	-89,59	1,02	Ac-Декабрь	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-Апрель	0,97	15,51	0,99	As-Апрель	0,98	-6,25	1,00
As-Декабрь	0,97	11,90	0,99	As-Декабрь	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-Апрель	0,97	14,86	0,99	Ns-Апрель	0,98	12,61	0,99
Ns-Декабрь	0,99	-31,40	1,00	Ns-Декабрь	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-Апрель	0,94	63,17	0,97	Cu-Апрель	0,98	-4,77	1,00
Cu-Декабрь	0,98	27,13	0,99	Cu-Декабрь	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-Апрель	0,93	-8,49	1,00	Cb-Апрель	0,96	21,85	0,99
Cb-Декабрь	0,96	32,69	0,98	Cb-Декабрь	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-Апрель				Ci-Апрель	0,98	-3,73	1,00
Ci-Декабрь				Ci-Декабрь	0,98	-29,80	1,00
Ci-25.08.1958				Ci-04.09.1958	0,98	-27,02	1,01
Cs-Апрель				Cs-Апрель	0,97	-13,33	1,00
Cs-Декабрь				Cs-Декабрь	0,99	-69,34	1,01
Cs-25.08.1958				Cs-04.09.1958	0,96	-69,34	1,01

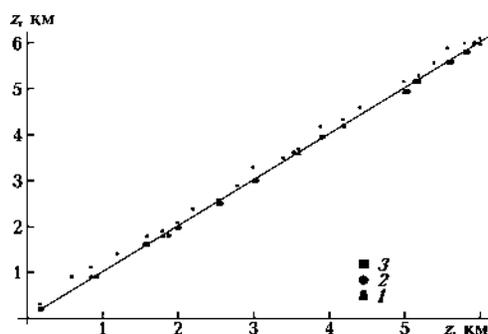


Рис. 3. Устойчивость корреляции относительно вариации структуры сдвигов высот образования облачности высотам нулевых значений тензора T_{zz} для Ns Ленинграда в апреле 1958 г.: 1 — основная корреляция; 2 — принудительно введенная дисперсия ± 100 м; 3 — сдвиг высот на одну моду.

Пример построения корреляционных графиков, представленных на рис. 2 (г. Киев, Ns- и T_{zz} -Апрель): в табл. 2 берется первое значение из колонки Ns и соответствующее значение из колонки T_{zz} -Апрель. Получаем выборку: Ns₁=294, T_{zz1} -Апрель=300; Ns₂=500, 2-Апрель=496; и т.д.).

В квазистационарных условиях облака имеют характерное распределение капель по размерам для каждого морфотипа [Шишкин, 1964]. Можно предположить, что типы облаков выделяются путем перераспределения капель в неоднородном стратифицированном электрическом поле сухой атмосферы (электростатическая дистилляция).

За счет внутренней поляризации облако зависит на страте (между электрическими

слоями) и проявляет гидродинамическую целостность поведения как квазитвердого тела. Иными словами, вертикальная стратификация электрического поля для плоских горизонтальных компонент проявляется как доменная (ячеечная) структура. Средний размер между отдельными частями облака составляет 150—240 м — зарядовая полуволна [Белый, Зеленин, 2013]. Тензорная природа условий равновесия сил в диэлектриках обуславливает многообразие горизонтальных стратификаций облачной системы (морфотипов) — растягивающих (сдвигающих) плоских равновесий напряжений Гельмгольца в электрически поляризованной атмосфере. Механизм горизонтальной стратификации облаков идентичен в смысле самоогласованного поля механизму вертикальной стратификации основного состава атмосферы. Его можно сравнить со структурой микродоменов в сегнетоэлектриках или доменной структуре ферромагнетиков для конденсированной фазы.

Другим фактором, подтверждающим влияние электрического поля атмосферы Земли на межконтинентальный макроперенос влаги, является образование стабильных континентальных зон переноса. Так, согласно спутниковым наблюдениям за 2013 г. Тихоокеанская и Атлантическая зоны переноса имеют структуру плоских феломентов плотностной диффузии, нехарактерных для трехмерных течений [Астафьева и др., 2007]. Можно предположить, что границы макроячеек оконтуриваются скачками напряженности приземного электрического поля на границе раздела сред с разной диэлектрической проницаемостью $D_1 - D_2 = 4\pi\sigma$ (например, океан — континент, горная гряда и т. д.). Показано, что отдельные горизонты стандартной сухой атмосферы оказываются чув-

ствительными к таким вариациям граничных условий [Белый, Зеленин, 2012; 2013].

Интересной особенностью общего распределения высот образования облачности является наличие «запрещенных» зон для различных морфотипов на определенных высотах: например, для морфотипов *Ns* и *Cb* в течение 1958—1959 гг. разрешенными являются зоны волновых пакетов А, Б, Г, а «запрещенной» — область В (см. перечеркнутый кружок на рис. 4). Например, в электрической зоне В облачные типы *Ns* и *Cb* практически не встречаются на протяжении двух лет наблюдений, хотя сами горизонты этих облаков четко привязаны к «тонкой» структуре вертикального распределения электрического поля. Такое соответствие можно было обнаружить только путем *синхронного* наблюдения за высотами образования облачности и вертикальной компоненты электрического поля E_z в рамках международного эксперимента МГТ и МГС [Материалы..., 1961].

Как видно из рис. 4, а, для облаков *Ns* запрещенными выявились высоты от 3 до 4 км, а для облаков *Cb* — зоны 1,5—2 и 3—5 км. Аналогичные «запрещенные» зоны наблюдаются и для других типов облаков.

Данные результаты являются принципиальными в смысле сохранения межконтинентального переноса и требуют детального изучения в связи с проблемой климата.

Соответствие среднего распределения пара структуре электрического поля. Предположение об универсальности соответствия высот образования облачности с нулевыми значениями тензора Гельмгольца электрического поля атмосферы привело к исследованию зависимости вертикального распределения водяного пара и электрического поля атмосферы E_z .

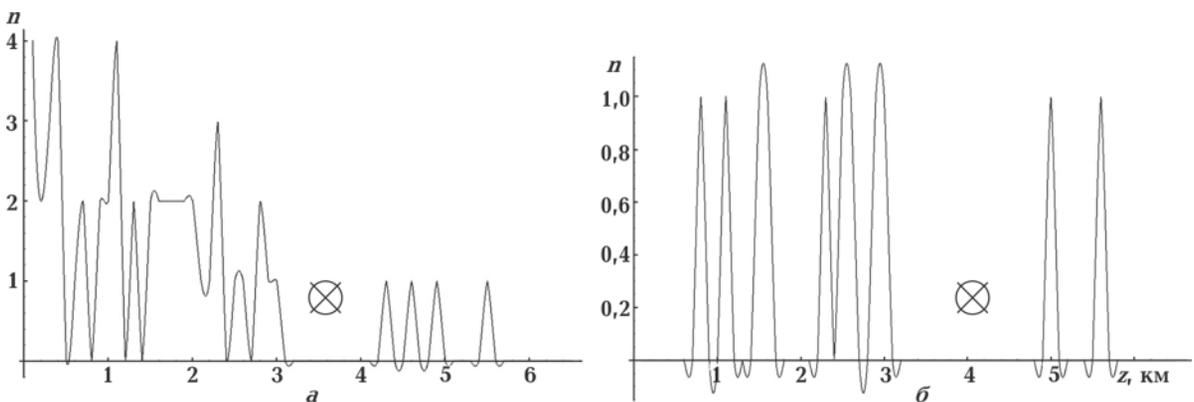


Рис. 4. Слайд-диаграммы статистической встречаемости высот образования облаков для морфотипов *Ns* (а) и *Cb* (б).

На рис. 5, а представлены данные соответствия координат вертикального распределения влажности нулевым значениям компонент тензора электрического поля T_{zz} для Киева за 01.04.1958 г. На рис. 5, б—г — данные соответствия влажности и T_{zz} для Киева за 2002 и 2012 г. Данные получены из каталога Международного центра данных BADC (данные за 2002, 2012 г. выбирались для тех же городов, для которых проводилось вертикальное зондирование электрического поля атмосферы E_z в 1958 г.).

Сопоставление радиозондовых измерений мгновенных концентраций водяного пара (2002, 2012, Киев) и характеристических точек равновесия электрического поля, усредненных за год (1958, Киев), выявило высокие корреляции ($r=0,98\div 0,99$) при уровне значимости доверительного интервала 0,95. Соответствие статистических максимумов вертикального распределения влажности точкам равновесия тензора электрического поля T_{zz} с высотой представлены на рис. 5.

Вертикальные профили влажности имеют размытую структуру в отличие от профилей высот образования облаков, представленных на рис. 4. Однако даже в этом случае корреляции с точками равновесия электрического поля

атмосферы устойчивы. Смазанная структура профилей влажности связана с приземными гидродинамическими флуктуациями и спецификой шарпилотных измерений. В нашем случае использовались данные гелиевых шаров пилотов с 2—3 наблюдений на 1 км. В случае парашютного зондирования удастся проявить «тонкую» структуру водяного пара и ее соответствие «тонкой» структуре электрического поля. Из работы [Leblanc et al., 2008, рис. 1, с. 357, 360] видно, что при линейном изменении температуры воздуха с высотой распределение водяного пара (предполагаемое следующим уравнением состояния P, T) повторяет контуры распределения вертикального электрического поля атмосферы. Это говорит о том, что вариации вертикального профиля распределения влажности существенно зависят от состояния электрического — поляризованного поля атмосферы.

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что термодинамика формирования облачности происходит на фоне стратифицированной электрическим полем фоновой избыточной влаги. Механизм концентрации избыточной влаги в горизонтах аналогичен механизму поддержания облака как ква-

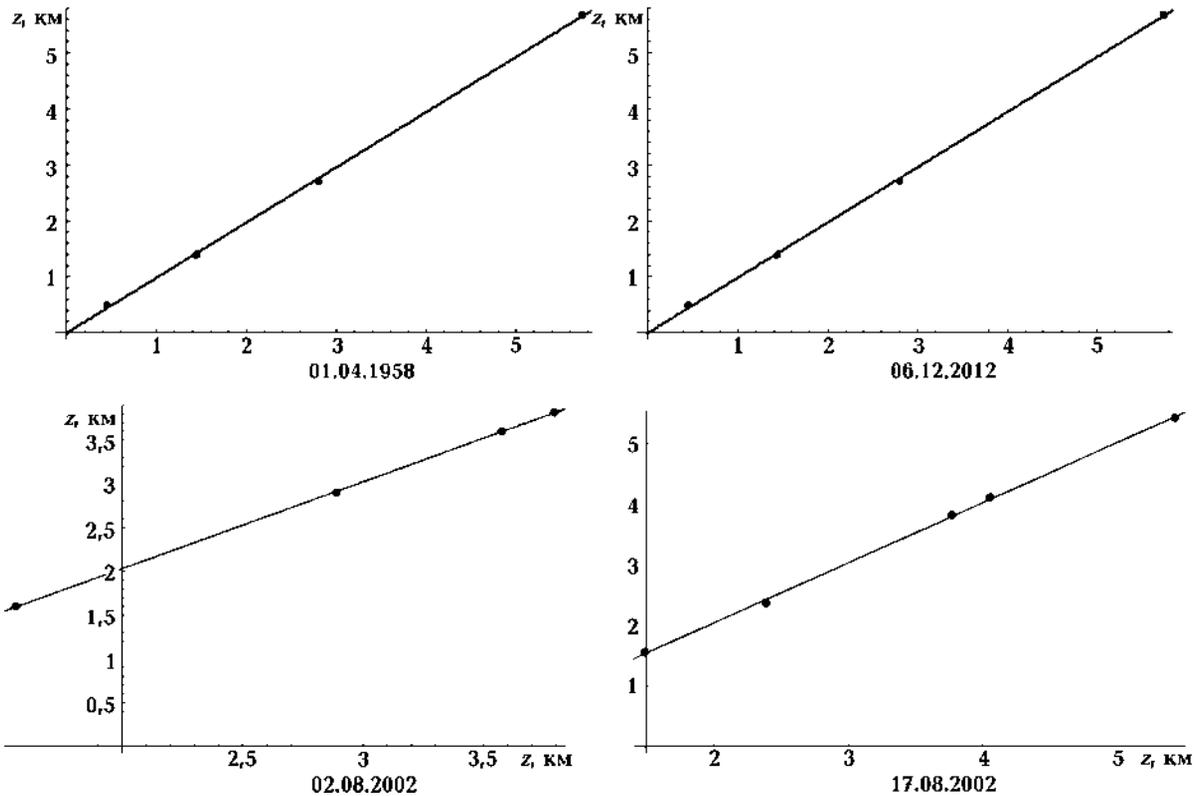


Рис. 5. Соответствие координат вертикального распределения влажности нулевым значениям компонент тензора электрического поля Гельмгольца T_{zz} .

зитвердого тела (подрезка по нижнему горизонту) самосогласованным электрическим полем атмосферы. Это возможно из-за большой молекулярной поляризуемости водной среды $\epsilon=87$, кластеров воды $\epsilon \geq 100$, коллективной гиперполяризуемости ионно-электронной подсистемы атмосферы $\epsilon \sim 10^4 \div 10^5$. Величина диэлектрической проницаемости обусловлена малой массой электрона $m_p/m_e=1800 \sim 2 \cdot 10^3$, поэтому $\epsilon_e = \epsilon_h = 1800 \sim 2 \cdot 10^3$, где ϵ_e, ϵ_h — диэлектрическая проницаемость электронов и водных кластеров соответственно, ед. СГСЭ; m_p, m_e — масса электрона и протона.

Таким образом, полевая компонента должна присутствовать как термодинамическая переменная (параметр порядка) в уравнении состояния влаги в электрическом поле. Поле поляризации обуславливает нетермодинамический механизм капиллярного электроиспарения микрокапель [Hashinaga et al., 1995; Чесноков и др., 2002; Yamachi et al., 2004] и сдвига термодинамического равновесия.

Самосогласованное по полю уравнение sh-Пуассона для облака и подсистемы аэрозоля. Для описания флюидной фазы заряженного водяного пара в атмосфере введен дополнительный параметр порядка среднего поля облака ψ_a . Он превышает параметр ψ_i на несколько порядков и позволяет отделить средние напряженности и потенциалы облачного аэрозоля от сухой стандартной атмосферы. Флюидная фаза облаков выделяется большими градиентами среднего электрического поля на границе раздела фаз — стенки самосогласованного потенциала (визуальная граница облака) — и скачками коэффициентов степенного разложения как функции параметров.

Так как средние заряды микрокапель в облаке составляют 100—500 е, то средний потенциал при концентрации аэрозоля ($3 \sim 7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$) не менее концентрации ионов ($3 \cdot 10^2 \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$) будет намного больше и составит около $10^4 \sim 10^5$. Таким образом, о макрофазе аэрозоля (в масштабах ~ 1 км) можно говорить как о термодинамической фазе, отличной от конденсированной ($10^7 \sim 10^8 \text{ В/см}$) и газовой ($1 \sim 10^3 \text{ В/см}$) фаз, с полями на границе разделов порядка $10^2 \div 10^3 \text{ В/см}$.

Уравнение сохранения заряда sh-Пуассона [Белый, Зеленин, 2012] для сухой атмосферы представляет собой условие самосогласованного потенциала для электронов и ионов атмосферы в гравитационном поле Земли. Осцилляционная природа общих решений уравнений имеет два источника:

а) вертикальная поляризация убегающих электронов на фоне тяжелых ионов (линейный множитель в уравнении);

б) горизонтальные осцилляции «плоского дна», самосогласованного по полю потенциала Больцмана (нелинейностью уравнения).

Кубическое приближение самосогласованного уравнения sh-Пуассона [Белый, Зеленин, 2013] для параметра порядка $\psi_i = e\phi/\epsilon kT$ представляет собой поляризацию термализованной части полного спектра электронов атмосферы $\rho(E, \mathbf{r})$, $E \sim kT$ аналогично теории фазового перехода первого рода [Ландау, 1937а,б]. Флуктуационная структура критической точки поляризации аналогична структуре λ -точки кипения для параметра свободной энергии. Решение содержит осцилляционные части эргодической релаксации.

Тогда, чтобы получить уравнение для среднего потенциала $\psi(q, \mathbf{r})$, необходимо усреднить больцмановский фактор по распределению частиц в облаке $n(q)$, полагая заряд аэрозольной частицы как параметр, а потенциал $\psi(q, \mathbf{r})$ — согласно выражению $\int \psi(q, \mathbf{r}) n(q) dq = \tilde{\phi}(\mathbf{r})$. После процедуры усреднения уравнение для среднего потенциала подсистемы аэрозоля запишется в виде

$$\Delta\phi = 4\pi\rho_0 \int_0^{n_{\max}} n(q)q \left(e^{qU_+/kT} - e^{qU_-/kT} \right) dq, \quad (1)$$

$$u_+(z) = -m_e g z - e(\phi + u(z)),$$

$$u_-(z) = e(\phi + u(z)).$$

Здесь $n(q)$ — модельное распределение частиц по зарядам; m_e — масса электрона; $\theta = kT$; k — постоянная Больцмана; T — температура, К; g — сила тяжести; $\rho_0 = en_0$, n_0 — плотность пар ионов или электронов; e — заряд электронов; $u(z)$ — внешнее электростатическое поле; ϕ — нулевой потенциал, привязанный к стандартному электростатическому потенциалу земной поверхности $\sigma = dQ/ds = -3,45 \cdot 10^{-4}$ ед. СГСЭ/см².

Распределение частиц по зарядам $n(q)$ имеет эмпирическую зависимость размера частицы и ее среднего заряда в облаке при условиях равновесия насыщения [Красногорская, 1972; Аджиев, Тамазов, 1987; Шаповалов, 2003]: $q(m) = \alpha m = \alpha n = \alpha (4/3)\pi r^3 \sigma$, где σ — объемная плотность молекул капли; α — коэффициент пропорциональности, значение которого изменяется в зависимости от содержания примесей в капле и температуре ее замерзания.

В выражении (1) вместо модельного распре-

деления частиц по зарядам $n(q)$ можно использовать ряд эмпирических параметрических распределений аэрозоля по размерам, например: $n(r) = (25V/4\pi r_m^6) r^2 \exp(-5r^3/3r_m^3)$ — каноническое распределение Смолуховского для броуновских частиц [Шишкин, 1964, с. 192]; $q^2 \exp(-q/Q)$ — экспоненциальное распределение по типу γ -распределения [Ивлев, Довгалоук, 1999].

Если подставить в подынтегральное выражение (1) распределение $q^2 \exp(-q/Q)$ и проинтегрировать его, то нормировочные множители в обеих частях сократятся и получится аналитическое выражение для обобщенной силы:

$$\int_1^m q^2 \exp(-q/Q) \sinh(-q\psi_a) dq, \quad (2)$$

где Q — зарядовая ширина распределения.

Для получения потенциала необходимо выражение (2) для обобщенной силы дополнительно проинтегрировать по параметру ψ_a , тогда

$$U(\psi_a, m) = \int \rho(q, \psi_a, m) d\psi_a = -e^{-\frac{-1+m}{Q}} Q / (-1 + Q^2 \psi_a^2) \times$$

$$\times \left(e^{\frac{m}{Q}} (1 + Q - Q^2 \psi_a^2 + Q^3 \psi_a^2) \cosh(\psi_a) - e^{\frac{1}{Q}} (m + Q - mQ^2 \psi_a^2 + Q^3 \psi_a^2) \cosh(m\psi_a) - Q\psi_a \left(e^{\frac{m}{Q}} (1 - 2Q + Q^2 \psi_a^2) \sinh(\psi_a) - e^{\frac{1}{Q}} (-m - 2Q + mQ^2 \psi_a^2) \sinh(m\psi_a) \right) \right), \quad (3)$$

где m — максимальный заряд частицы; q — заряд частицы; $\psi_a = e\tilde{\phi}/\varepsilon k_B T$ — параметр порядка; k_B — константа Больцмана; T — температура, К; ε — диэлектрическая проницаемость; e — заряд электрона; $\tilde{\phi}$ — потенциал, усредненный по зарядовому распределению.

Усредненный потенциал (3) представляет собой самосогласованное поле с параметром порядка ψ_a и пространственным распределением частиц разного заряда для эффективно-го Лагранжиана: $L = 1/2 \nabla(\psi_a)^2 - U(\psi_a, m)$. Он представляет собой еще более плоскую потенциальную яму типа «стакана» или «кастрюли» с большими градиентами, формирующими границу

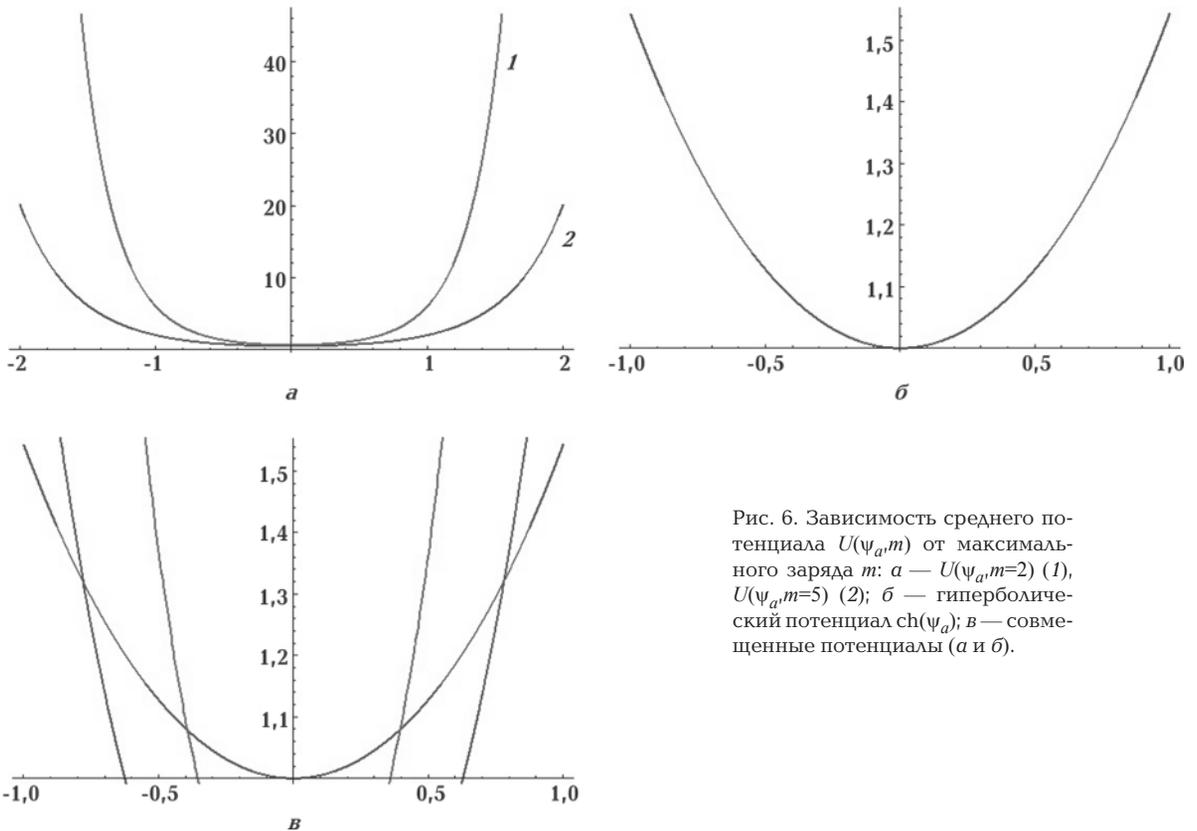


Рис. 6. Зависимость среднего потенциала $U(\psi_a, m)$ от максимального заряда m : а — $U(\psi_a, m=2)$ (1), $U(\psi_a, m=5)$ (2); б — гиперболический потенциал $\text{ch}(\psi_a)$; в — совмещенные потенциалы (а и б).

распределения аэрозоля облака. Зависимость среднего потенциала $U(\psi_a, m)$ от максимального заряда m при усреднении по экспоненциальному распределению $q^2 \exp(-q/Q)$ представлена на рис. 6.

Как видно из рис. 6, при совмещении потенциалов a и b происходит образование плоской границы и излома границы фазы аэрозоля. Перераспределение зарядовых степеней свободы приводит к более выраженной границе облака и эргодическим флуктуациям поля $\nabla\psi_a$ внутри потенциальной ямы. Зарядовые степени свободы приводят к самосогласованному потенциалу с еще более вертикальными стенками — четкой границе фазы. Плоское дно обуславливает свободные изменения потенциала в широких пределах.

Экранирование в заряженном аэрозоле. Степенное разложение правой части выражения (3) по параметру порядка $\tilde{\psi}/\epsilon\psi_0$ универсально и для более сложных статистических сумм в правой части уравнения и приводит к кубичному приближению по типу фазовых переходов первого рода с *перенормированными* параметрами, отражающими распределение аэрозоля по размерам. Коэффициенты разложения имеют многопараметрические зависимости от модельного распределения:

$$c_1(m, Q) = Q \left(\exp(-1/Q) (-1 - 3Q - 6Q^2 - 6Q^3) + \exp(-m/Q) (m^3 + 3m^2Q + 6mQ^2 + 6Q^3) \right) \psi_a,$$

$$c_3(m, Q) = Q (-1/6 \exp(-1/Q) \times (1 + 5Q + 2Q^2 + 6Q^3 + 12Q^4 + 12Q^5) + 1/6 \exp(-m/Q) (m^5 + 5m^4Q + 2m^3Q^2 + 6m^2Q^3 + 12mQ^2 + 12Q^5) + 3Q^2 (\exp(-1/Q) (-1 - 3Q - 6Q^2 - 6Q^3) + \exp(-m/Q) (m^3 + 3m^2Q + 6mQ^2 + 6Q^3))) \psi_a^3.$$

Методический аспект состоит в том, что даже в таком простейшем виде задача среднего самосогласованного поля для подсистемы аэрозоля нуждается в отдельном аналитическом исследовании. Область флуктуации потенциала значительно шире, чем для электростатического поля стандартной атмосферы, граница ярче выражена (см. рис. 6). Выделилась внутренняя область либрационно-флуктуационной неустойчивости и фазовой границы как механизм стратификации. Первый коэффициент разло-

жения $c_1(m, Q)$ соответствует дебаевской длине экранирования L_D^2 .

Такие резкие скачки потенциала наблюдаются в экспериментальных исследованиях облаков [Брылев и др., 1989]. Прямое самолетное зондирование слоистых облаков обнаруживает гигантский дипольный слой ± 1000 В/см на границе фазы облака. Порядок внутренних осцилляций облака составляет ± 200 В/см при стандартных вариациях среднего поля сухой атмосферы ± 100 В/м.

Качественно понятна природа удвоения пиков поляризованного поля как эргодическая релаксация бифуркации предельного цикла для деформированного силой тяжести негиперболического sh -потенциала.

Можно предположить, что первичные процессы внутреннего переноса зарядов аэрозоля носят характер макрофлуктуаций по типу фазового перехода первого рода — «зарядовая опалесценция».

Выводы. Стратификация заряженной подсистемы сухой атмосферы имеет характер поляризованных флуктуаций в критической точке фазовых переходов первого рода с комплексным параметром порядка термализованного потенциала ионной подсистемы воздуха ψ_i . На основе экспериментальных наблюдений выявлена модовая структура вертикального электрического поля атмосферы, обладающая сезонной стабильностью. Количество полных колебаний для нелинейной волны самосогласованного электрического поля атмосферы E_z составляет 20—24 до высоты 7 км. Изменение среднего электростатического потенциала, обусловленное сезоном и погодными явлениями, сводится к изменению интенсивности основных групп пиков потенциала внутри волновых пакетов вертикальной волны разделения зарядов (А, Б, В, Г). Средняя вертикальная протяженность полупериода огибающей потенциала составляет 140—250 м, что по порядку величины соответствует величине отдельных частей облачных образований в горизонтальной плоскости.

Экспериментальные наблюдения показали соответствие вертикальной и горизонтальной структур электрического облака, что соответствует симметрии оператора Пуассона относительно перестановки пространственных координат при $h \leq 1$ км ($mgh < kT$).

Обнаружена корреляционная связь максимальных значений статистических диаграмм высот образования облачности с нулевыми точками вертикальной компоненты тензора

напряжения Гельмгольца T_{zz} для жидкости [Ландау, 1989]. Также были получены корреляционные зависимости между вертикальным распределением водяного пара в атмосфере и нулевыми значениями тензора T_{zz} . Несмотря на то, что данные вертикальной компоненты электрического поля брались за 1958 г., а данные вертикального распределения пара — за 2002 и 2012 гг., ввиду универсальности соответствия высот образования облачности и нулевых значений тензора T_{zz} , корреляционные зависимости оказались устойчивые за этот период, а коэффициент корреляции составил $r=0,96 \pm 0,98$. Это говорит о том, что вертикальное электрическое поле формирует стратификацию сухой и заряженной подсистем атмосферы и может выступать как климатическая характеристика глобальной атмосферы.

Анализ корреляционных зависимостей вертикального распределения пара и характеристических точек тензора Гельмгольца T_{zz} (см. рис. 5) показал, что вертикальное распределение водяного пара (обычно следующим уравнению состояния P, T) отражает особенности вертикального распределения электрического поля. Визуально это можно увидеть в монографии [Leblanc et al., 2008, рис. 1, с. 357, 360]. Исходя из этого, можно сделать предположение, что существенный вклад в термодинамику атмосферы дополнительно вносит процесс электроиспарения воды.

Поляризационная неустойчивость системы водяной пар — атмосфера в идеологии самосогласованного поля разбивается на следующие процессы:

- гравитационная неустойчивость тяжелых и легких ионов и электронов — решение по типу функции Эйри;
- классическая электрон-ионная неустойчивость как задача самосогласованного поля многих тел — флуктуации в окрестности предельного цикла для «плоского дна» по типу гиперболического потенциала (двухпериодичность общего решения эллиптического интеграла);
- неустойчивость относительно распределения частиц по зарядам — усреднение правой части самосогласованного уравнения sh-Пуассона с использованием эмпирических параметрических распределений аэрозоля по размерам.

Дополнительно флюидная фаза аэрозоля выделяется уплощением «дна» потенциала и крутизной его стенок (см. рис. 6). Можно предположить, что механическая стабильность сло-

истой структуры атмосферы, а также стабильность фазы поляризованного пара как целого достигается за счет внутренней электростатической поляризации электронной, ионной и дипольной подсистем атмосферы. Электростатическая стратификация является потенциальной основой для формирования межконтинентальных «рек переноса» влаги. Важно отметить следующее: эффект поляризации атмосферы является квантовым или квазиклассическим. Он обусловлен дифракционным рассеянием термализованных электронов и самосогласованием их движения в ридберговском континууме ионизированного воздуха — квазиклассической перколяцией.

В рамках предложенной модели самосогласованного электростатического поля атмосферы принципиально намечен путь введения среднего электростатического поля в термодинамику облачности. Задача состоит в том, чтобы переформулировать уравнение состояния пара во внешнем электрическом поле [Thompson, Thompson, 1928; Оболенский, 1934; Русанов, 1978] с учетом полевой переменной ψ_a . Определить полуэмпирический смысл комплексного параметра диэлектрической проницаемости в рамках нетермодинамических макрофлуктуаций среднего поля образующейся фазы, по аналогии с феноменологией фазовых переходов Ландау. Предположительно комплексную часть диэлектрической проницаемости можно понять через скалярный потенциал Ампера как реакцию токов смещения.

В общем случае для согласованного описания системы, состоящей из трех фаз (ионизированный газ, заряженный аэрозоль, конденсированная фаза воды), необходимо три параметра порядка:

- параметр среднего поля сухой атмосферы ψ_i ;
- параметр среднего поля аэрозоля ψ_a ;
- классический параметр плотности $\rho = \rho_0 e^{\psi_0}$ для описания фазового перехода первого рода вода—пар. Здесь ψ_0 — молекулярное поле раздела вода—воздух для функционала Ландау [Ландау, 1937а, б].

Природа параметра порядка для атмосферы проявляется в гравитационной поляризации фазы длиной поляризационной волны убегающими электронами (осцилляции решения Эйри с характерным масштабом около 4—9 км) и кулоновской неустойчивостью (характерный масштаб ~120—250 м, 1030 м). Гравитационная поляризация ридберговских состояний заряженных частиц существенна в геофизи-

ческих масштабах атмосферы (10—30 км) и элиминировалась в масштабах лабораторных термодинамических экспериментов (1—10 м) по определению параметров канонических уравнений состояния. Единственным исключением является определение критических параметров тройной точки флюида по гравитационному прогибу мениска [Антонченко и др., 1991].

Введение среднего электрического поля аэрозоля в термодинамику облачности возможно переопределением классического параметра плотности, записанного в больцмановской форме, например пары конденсированная фаза воды — фаза аэрозоля: $\rho = \rho_0 e^{w_0 + w_a}$; фаза аэрозоля — фаза ионов: $\rho = \rho_0 e^{w_i + w_a}$ (это соответствует мультипликативному взаимодействию

по параметрам порядка $\rho = \rho_0 \eta_i \eta_a$), где $\eta_i \eta_a$ — параметр порядка для аэрозоля и ионной подсистемы. Такая программа требует дальнейших исследований аэрозоля и ионов как активной среды. Методически это означает, что собрать правильно гамильтониан только из параметров идеальных подсистем некорректно, необходимо исследование взаимодействующих пар. Эффект кулоновского взаимодействия не аддитивен даже в приближении среднего поля.

Авторы выражают благодарность коллективам Главной геофизической обсерватории, разработавшим аппаратуру, используемую авторами, а также коллективу под руководством И. М. Имянитова за помощь в организации измерений и обработке материалов, без которой данная работа не могла быть проведена.

Список литературы

- Аджиев А. Х., Тамазов С. Т. Разделение электрических зарядов при кристаллизации капель воды // Метеорология и гидрология. — 1987. — № 7. — С. 57—62.
- Антонченко В. Я., Давыдов А. С., Ильин А. В. Основы физики воды. — Киев: Наук. думка, 1991. — 668 с.
- 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: Физ. основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: — Москва: ООО «Азбука-2000», 2007. — Т. 2, Вып. 4. — С. 27—32.
- 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.
- Белый Т. А., Зеленин Ю. А. Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы // Геофиз. журн. — 2013. — 35, № 2. — С. 111—126.
- Брылев Г. Б., Гашина С. Б., Евтеев Б. Ф., Камалдина И. И. Характеристики электрически активных зон в слоистообразных облаках. — Ленинград: Гидрометеоздат, 1989. — 158 с.
- 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.
- Ивлев Л. С., Довгалоюк Ю. А. Физика атмосферных аэрозольных систем. — Санкт-Петербург: НИИХ СПбГУ, 1999. — 194 с.
- Игнатов А. М., Коротченко А. И., Макаров В. П., Рухазе 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: Гидрометеоздат, 1965. — 240 с.
- Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. — Ленинград: Гидрометеоздат, 1972. — 323 с.
- Кузнецов С. П. Нелинейная динамика лампы обратной волны // Изв. вузов. «ПНД». — 2006. — 14, № 4. — С. 3—35.
- Лангау Л. Д. К теории фазовых переходов // ЖЭТФ. — 1937а. — 7, вып. 1. — С. 19—32.
- Лангау Л. Д. К теории фазовых переходов // ЖЭТФ. — 1937б. — 7, вып. 5. — С. 627—632.
- Лангау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — Москва: Наука, 1982. — 624 с.
- Математическая энциклопедия. Т. 5 / Под ред. И. М. Виноградова. — Москва: Советская энциклопедия. 1985. — 1248 с.
- Материалы конференции по итогам МГТ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959) // Под ред. К. Т. Логвинова. — Москва: Гидрометеоздат (отделение), 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. Имяникова. — Ленинград: Гидрометеиздат. — 1963. — 228 с.
- Оболенский В. Н.* Роль ионов, нейтральных и заряженных пылинок и химически активных ядер при образовании облаков // Журнал геофизики. — 1934. — 4, вып. № 1. — С. 90—103.
- Рабинович М. И., Трубецков Д. И.* Введение в теорию колебаний и волн. — Москва: Наука, 1984. — 431 с.
- Русанов А. И.* К термодинамики нуклеации на заряженных центрах // Докл. АН СССР. — 1978. — 238, № 4. — С. 831—834.
- Синькевич А. А.* Конвективные облака северо-запада России. — Санкт-Петербург: Гидрометеиздат, 2001. — 107 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.
- Хесстветт Е.* Космическая геофизика / Под ред. А. Эгеланда, О. Холтера, А. Омхольта. — Москва: Мир, 1976. — 90 с.
- Чесноков М. Н., Казакова И. Н., Грызунова Т. В., Агрианова И. С.* Испарение капель водных растворов натрия — хлор в электрическом поле // Физика аэродисперсных систем. — 2002. — № 39. — С. 170—176.
- Шаповалов А. В.* Моделирование эволюции конвективных облаков с учетом электрических процессов // Матем. моделирование. — 2003. — 15, № 4. — С. 65—76.
- Шушкин Н. С.* Облака, осадки и грозовое электричество. — Ленинград: Гидрометеиздат, 1964. — 403 с.
- Hashinaga F., Kharel G. P., Shintani R.* Effect of Ordinary Frequency High Electric Fields on Evaporation and Drying // Food Sci Technol., Int. — 1995. — 1 (2). — P. 77—81.
- Leblanc F., Aplin K. L., Yair Y., Harrison R. G., Lebreton J. P., Blanc M.* Planetary Atmospheric Electricity. — Springer, 2008. — 535 p.
- Thomson J. J., Thomson G. P.* Conduction of electricity through gases. — Cambridge: Cambridge Univ. Pres., 1928. — 1. — 310 p.
- Takeda M., Yamauchi M., Makino M., Owada T.* Initial effect of the Fukushima Accident on atmospheric electricity // Geophys. Res. Lett. — 2011. — 38, № 15. — L15811 10.1029/2011GL048511.
- Yamachi R., Yoshikawa K., Kawamoto S.* Ionic Wind Generation and Water Evaporation by Applying Electric Field // Proc. ICEE. — 2004. — № 2. — P. 314—317.