

## ФИЗИКА PHYSICS

УДК 551.556

**Асанов Дамир Сатаркулович,***канд. физ.-мат. наук**Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва,***Гайнутдинова Разия Джаудатовна,***доктор физ.-мат. наук**Институт физики НАН им. академика Ж. Жеенбаева, г. Бишкек,***Канцырев Борис Леонидович,***доктор физ.-мат. наук**Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва*

## РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ ВЛАГООБОРОТА В ЗЕМНОЙ ТРОПОСФЕРЕ

ЖЕРДИН ТРОПОСФЕРАСЫНДА НЫМДУУЛУКТУН АЙЛАНЫШЫНЫН  
РАДИАЦИЯЛЫК-КОНВЕКТИВДУУ МОДЕЛИRADIATION-CONVECTION MODEL OF MOISTURE CIRCULATION  
IN THE EARTH'S TROPOSPHERE

**Аннотация.** Представлена радиационно-конвективная расчётная модель тропосферного и приводного атмосферного слоя с характерным поперечным размером 100~1000 км, содержащего влажный воздух с каплями воды. Турбулизация воздуха за счёт свободной конвекции и адвекции учитывается полуэмпирическим соотношением Б.И. Извекова для коэффициента турбулентного переноса  $\nu^t(z)$ , модифицированным Л.Т. Матвеевым [1]. Влияние солнечной радиации учтено в рамках двухпоточковой модели с интегральными параметрами поглощения, зависящими от массовой доли водяного пара. Атмосферный воздух представлен, как дисперсная смесь влажного воздуха и водяных капель. Моделируются процессы тепло- и массообмена в атмосферном столбе, взаимодействующем с приповерхностным океанским слоем ветрового перемешивания в радиационно-конвективном приближении. Рассмотрено влияние параметров и конвективных волновых свойств модели на нестационарные решения, которые представляют различные режимы тепло- и массообмена вблизи гладкой водной поверхности.

**Ключевые слова:** атмосфера, климат, океан, излучение, система уравнений, модель.

**Аннотация.** Суу тамчилары менен нымдуу абаны камтыган мүнөздүү туурасынан кеткен өлчөмү 100-1000 км болгон атмосферанын тропосфералык жана беттик катмарларынын радиациялык-конвективдик эсептөө модели берилген. Эркин конвекция жана адвекциядан улам абанын турбуленттиги Л.Т. Матвеев тарабынан модификацияланган турбуленттүү оттуу коэффициенттери үчүн,  $\nu^t(z)$  Б.И. Извековдун жарым эмпирикалык байланышы тарабынан эске алынат. Күн радиациясынын таасири суу буусунун массалык үлүшүнө жараша интегралдык жутуу параметрлери менен эки агымдуу моделдин алкагында эске алынат. Атмосфералык аба нымдуу аба менен суу тамчыларынын дисперстүү аралашмасы катары көрсөтүлөт. Радиациялык-конвективдик жакындодоо шамал аралашкан океандык үстүңкү катмары менен өз ара аракеттенүүчү атмосферанын колоннасындагы жылуулук жана масса алмашуу процесстери моделделет. Моделдин параметрлеринин жана конвективдик толкун касиеттеринин жылмакай толкун бетинин жанында ар кандай жылуулук жана масса алмашуу режимдерин чагылдырган стационардык эмес чечимдерге тийгизген таасири каралат.

**Негизги сөздөр:** атмосфера, климат, океан, радиация, тендемелер системасы, модель.

**Abstract.** A radiation-convection calculation model of the troposphere and near-water surface atmosphere layer with a characteristic transverse size of 100-1000 km, contain moist air with water droplets is presented. Air turbulence due to free convection and advection  $\dot{v}^t(z)$  into account by B.I. Izvekov's semi-empirical relation for the turbulent transfer coefficient  $\dot{v}^t(z)$ , modified by L.T. Matveev. The influence of solar radiation is taken into account within the framework of a two-stream model with integral absorption parameters depending on the mass fraction of water vapor. Atmospheric air is represented as a dispersed mixture of moist air and water droplets. The processes of heat and mass exchange in the atmospheric column interacting with the surface ocean layer of wind mixing in the radiation-convective approximation are modeled. The influence of the parameters and convective wave properties of the model on non-stationary solutions that represent different heat and mass transfer modes near a smooth wave surface is considered.

**Keywords:** atmosphere, climate, ocean, radiation, system of equations, model.

**Введение.** В настоящее время в мире разрабатываются разнообразные модели для прогнозирования погоды и оценки изменений климата, обусловленных процессами в атмосфере, взаимодействием атмосферы с океаном, изменением состава атмосферы. Однако климатическая система настолько сложна, что пока не построены модели, адекватно описывающие всю совокупность естественных процессов, протекающих на земной поверхности и в атмосфере, определяющих динамику погоды и климат. Причём важно, что даже интерпретация результатов расчётов, проведённых, например, в рамках сложной модели общей циркуляции атмосферы, представляет собой задачу примерно такой же сложности, что и задача интерпретации наблюдений атмосферных процессов. В связи с этим для анализа процессов в климатической системе Земли и для уточнения сложных расчётных моделей создаются и более простые, среди которых своё особенное место занимают радиационно-конвективные модели (РКМ). Они известны в литературе с начала 60-х годов прошлого века, когда Манабе и Стриклер [2] предложили учесть конвекцию – турбулентный перенос тепла от подстилающей поверхности. В настоящее время качественные результаты и оценки, получаемые с помощью РКМ, применяются для развития методов моделирования с использованием подсеточной параметризации, для разработки и проверки расчётов потоков энергии, переносимых в вертикальном направлении в процессах тепло-, массо-, радиационного обмена, исследования влияния параметров расчётных моделей на решение системы уравнений турбулентного тепло- и массообмена, диффузии компонент атмосферной среды, переноса излучения.

**Расчётная модель.** В представленной работе предлагается РКМ, в которой атмосферный столб представлен как идеализированная однородная по горизонтальным направлениям газо-, паро-, капельная среда с взвешенными в ней частицами – конденсационными центрами. Предполагается, что концентрация этих центров в воздухе поддерживается за счёт непрерывной диффузии с земной поверхности в атмосферу, а концентрация капель в воздухе практически равна концентрации этих частиц. Капли предполагаются сферическими,  $V_d = \frac{4}{3}\pi R_d^3$ . Скорость падения капель относительно несущей среды определяется размером капель, которые представлены как гетерогенная компонента с объёмным содержанием  $\alpha_d$ . Температура влажного воздуха и капель может быть различна. Моделируется испарение и конденсация. Влажный воздух представлен как гомогенная смесь сухого воздуха с молекулярной массой  $\mu_a$  и водяного пара с молекулярной массой  $\mu_v$ . В соответствии с представлениями [3] атмосферный воздух моделируется как трёхкомпонентная среда, образованная тремя взаимопроникающими континуумами, которой соответствуют три скорости и две температуры. Параметры среды зависят от высоты  $Z$  и времени  $t$ . Масса атмосферного столба  $M$  высотой  $H(t)$ , приходящаяся на единицу горизонтальной земной поверхности, равна сумме масс  $M_i = \int_0^{H(t)} \rho_i(z, t) dz$  ( $i=a, v, d$ ) - сухого воздуха  $M_a$ , водяных паров  $M_v$  и водяных капель  $M_d$ , где  $\rho_d = \alpha_d \rho_d^0$  ( $\alpha_d$  – объёмная доля водяных капель в атмосфере и  $\rho_d^0$  – плотность воды).

$$M = M_a + M_v + M_d$$

При моделировании вертикального движения в атмосфере важно уточнить понятие «вертикальная скорость». Действительно, вертикальные движения могут иметь различные масштабы [1]. В настоящей работе предполагается, что горизонтальный размер моделируемого атмосферного столба  $L_h$  соответствует синоптическому масштабу ( $L_h \geq 100$  км). В этом случае в соответствии с оценками [1,4,5] вертикальное движение воздуха синоптического масштаба – безынерционно с характерными абсолютными скоростями меньше 1 см/с. Например, в [5] показано, что на любых высотах влияние инерции на величину  $\frac{\partial w}{\partial z}$  пропорционально квадрату числа Россби, которое обратно пропорционально характерному горизонтальному масштабу. Предполагается, что горизонтальные движения воздуха не приводят к существенному изменению массы атмосферного столба  $M_a$  и её можно принять неизменной. В соответствии с [5] это условие выполняется при горизонтальном распределении температуры и влажности, достаточно близком к однородному, малости изменения вертикальной компоненты завихренности скорости ветра с высотой. Таким образом, в рамках принятых предположений масса моделируемого воздушного столба  $M$  меняется за счёт изменения суммы  $M_v + M_d$  вследствие испарения и конденсации на земной поверхности.

Процесс переноса массы и тепла моделируется в диффузионном приближении гипотезы Буссинеска о турбулентной вязкости  $v^t$ . Перенос массы компонент гомогенной смеси за счёт диффузии паров воды в воздухе моделируется как их движение с относительной скоростью, определённой законом диффузии Фика;

$$w_v = w_g - \frac{v^t}{\kappa_v} \frac{\partial \kappa_v}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\text{где } \kappa_v = \frac{\rho_v}{\rho_a}, \quad w_g = \kappa_v w_v + (1 - \kappa_v) w_a.$$

Существенно, что в рамках настоящей одномерной модели рассматриваются параметры воздуха, осреднённые по горизонтальному сечению атмосферного столба с характерным синоптическим масштабом  $>100$  км. Поэтому применение моделей турбулентности, подобных «к-е» и основанных на решении уравнений для турбулентной энергии и её скорости диссипации, которые получены исходя из осреднения «по Рейнольдсу» и содержат соответствующие эмпирические настроечные коэффициенты, представляется не обоснованным. В настоящей работе для расчёта коэффициента вертикального турбулентного переноса  $v^t$  применялось эмпирическое соотношение Б.И. Извекова, модифицированное Л.Т. Матвеевым [1], исходя из модели приземного слоя А.С. Монины – Яглома [6];

$$v^t = v_\infty^t \left[ 1 - (1 - \varepsilon) e^{-\frac{z}{L_*}} \right],$$

$$v_\infty^t = -u_*^4 \frac{\rho_{cp} T_a}{q g} \quad \varepsilon = \frac{v^m}{v_\infty^t}, \quad L_* = \frac{v_\infty^t}{k u_*},$$

$u_*$  – «динамическая скорость»,  $L_*$  – масштаб Монины [6],  $q$  – отводимый в атмосферу от земной поверхности тепловой поток,  $k$  – число Кармана (степень турбулентности),  $T_a$  – температура земной поверхности,  $g$  – ускорение свободного падения,  $v^m$  – молекулярная температуропроводность,  $z$  – высота над земной поверхностью. Никаких специальных предположений о вертикальной структуре атмосферного столба не делается. Соответственно вышеизложенному модель атмосферы представлена: а) уравнениями неразрывности для влажного воздуха и капельной компоненты

$$\frac{\partial \rho_g (1 - \alpha_d)}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g w_g (1 - \alpha_d)}{\partial z} = n j_{dg}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \alpha_d}{\partial t} + \frac{\partial w_d \alpha_d}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_d^0} n j_{dg}, \quad (3)$$

где  $\rho_g = \rho_a + \rho_v$ ,  $n$  – объёмная концентрация капель в воздухе,  $j_{dg}$  – интенсивность фазового перехода с поверхности

$$\kappa j_{dg} < 0 \quad [\text{кг/с}]. \quad (j_{dg} > 0 - \text{испарение,} \\ - \text{конденсация}),$$

б) уравнением диффузии паров воды в воздухе, полученным как следствие уравнения неразрывности и закона диффузии Фика в соответствии с [3]

$$\frac{\partial \kappa_v}{\partial t} + w_{kv} \frac{\partial \kappa_v}{\partial z} = v^t \frac{\partial^2 \kappa_v}{\partial z^2} + \frac{1 - \kappa_v}{\alpha_g \rho_g} n j_{dg}, \quad (4)$$

где  $w_{kv} = w_g - \frac{\partial(v^t)}{\partial z}$ ,  $\alpha_g = 1 - \alpha_d$ ,

в) уравнением баланса внутренней энергии влажного воздуха

$$\rho_g \alpha_g \frac{du_g}{dt} - \frac{p \alpha_g}{\rho_g} \frac{d\rho_g}{dt} = -Q_{gs} + Q_t + Q_r + J_{dg}(h_s - h_g) \quad (5)$$

где  $u_g = \kappa_v u_v + (1 - \kappa_v) u_a$ ,  $Q_{gs}$  — интенсивность контактного теплообмена между газовой фазой и поверхностью капель в соответствии с [3],  $Q_t$  — источник, обусловленный турбулентной теплопроводностью,  $Q_r$  — источник, обусловленный переносом излучения,  $J_{dg}$  — источник, обусловленный фазовым переходом на поверхности капель,  $h_s$  — энтальпия насыщенных паров на поверхности капель,  $h_g$  — энтальпия водяных паров во влажном воздухе.

г) уравнением вертикальной компоненты импульса в безынерционном приближении

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -(\alpha_g \rho_g + \alpha_d \rho_d^*) g, \quad (6)$$

д) уравнением баланса счётной концентрации  $n$  капель в единице объёма с правой частью, моделирующей процесс формирования зародышей капель на центрах конденсации в релаксационном приближении;

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n w_d}{\partial z} = -\frac{(n - n^*)}{\tau_d}, \quad (7)$$

где  $n^* = n^*(z)$  — счётная концентрация конденсационных центров,  $\tau_d$  — характерное время релаксации, которое принимается в настоящей модели достаточно малым, чтобы счётная концентрация капель повсюду была близкой к  $n^*$ .

При моделировании переноса излучения в атмосфере в соответствии с [1, гл. 6,7] было принято, что примерно 47% потока сол-

нечной радиации, поступающей к верхним слоям земной атмосферы, приходится на видимый диапазон и 44% — на инфракрасный. Упрощённо предполагалось, что излучение ультрафиолетового диапазона (доля которого в верхних слоях атмосферы принята 7%), задерживается озоновым слоем (сосредоточенным на высотах стратосферы и нижней стратосферы) и не поступает к поверхности, а в пределах видимого диапазона прямое излучение Солнца поступает к земной поверхности без поглощения атмосферным воздухом. В инфракрасном диапазоне поглощение в основном происходит на полосах поглощения водяных паров ( $0.7 < \lambda < 3.6$  мкм). Интегральный коэффициент пропускания  $P_{FS}$  соответствует данным, приведённым в [1]. Тогда для опускного потока диффузного излучения

$$G_{1(w)} = [0.47 + 0.44 P_{FS}(w_\infty - w)] 0.93 S_{\text{sun}} \cos(\theta). \quad (8)$$

Для моделирования потоков диффузного длинноволнового излучения проводилось интегрирование уравнений переноса излучения двух-поточковой модели методом В.А. Амбарцумяна - А.И. Лебединского [7, гл. 9]. Интегральный коэффициент пропускания соответствовал для  $5 < \lambda < 40$  мкм данным, приведённым в [1];

$$G_{2(w)} = B(w) - B(w_\infty) P_{FE}(w_\infty - w) + \int_w^{w_\infty} P_{FE(\mu-w)} \frac{dB}{d\mu} d\mu, \quad (9)$$

$$U_{2(w)} = B(w) - \int_0^w P_{FE(w-\mu)} \frac{dB}{d\mu} d\mu + (1 - \delta) \left[ \int_0^{w_\infty} P_{FE(w+\mu)} \frac{dB}{d\mu} d\mu - B(w_\infty) P_{FE(w_\infty+w)} \right], \quad (10)$$

$$w = \int_0^z \rho_v dz \quad w_\infty = \int_0^\infty \rho_v dz,$$

где  $B(T) = \sigma T^4$ ,  $\delta$  — относительная излучательная способность,  $P_{FE}$  — интегральный коэффициент пропускания диффузного потока длинноволнового излучения.  $\theta = \theta(t)$  — зенитный угол, определяемый с учётом суточной и сезонной зависимости от времени для заданной широты,  $S_{\text{sun}}$  — солнечная постоянная.

Тогда по рассчитанным величинам потоков излучения можно определить объёмный источник  $Q_r$  в уравнении баланса внутренней энергии влажного воздуха, обусловленный переносом излучения ;

$$Q_r = \frac{d}{dz} (G_1) + \frac{d}{dz} (G_2 - U_2) \quad (11)$$

где  $G_i, U_i$  — представляют соответственно интенсивности потоков падающего и восходящего излучения, осреднённые по коротковолновому ( $i=1$ ) и длинноволновому ( $i=2$ ) диапазонам излучения.

Для моделирования изменения размера капель вследствие массообмена на поверхности капель, взвешенных во влажном воздухе, используется приближение предельных процессов при медленно меняющихся условиях вдали от капли [3, гл. 2]. При этом учитывается, что характерное время установления решения задачи тепло- и массообмена в воздушной окрестности капли и в самой капле — много меньше, чем характерное время изменения радиуса капли  $R'$  вследствие фазового перехода на её поверхности. Тогда систему уравнений неразрывности, диффузии и теплопроводности в сферической окрестности капли можно считать стационарной.

$$c_g \tilde{\rho}_g \tilde{w}_g \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} = \frac{\lambda}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ \tilde{\rho}_g r^2 \left( \tilde{\kappa}_v \tilde{w}_g - v \frac{\partial \tilde{\kappa}_v}{\partial r} \right) \right] = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (\tilde{\rho}_g \tilde{w}_g r^2) = 0,$$

$$\tilde{\rho}_g(r) = \frac{\tilde{p}}{R_g \tilde{T}(r)}, \quad \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} = 0. \quad (12)$$

Здесь переменные с тильдой

$\tilde{T}(r), \tilde{\kappa}_v(r), \tilde{\rho}_g(r), \tilde{w}_g(r), R < r < \infty$  относятся к окрестности капли и «на бесконечности» приравняются к значениям соответствующих переменных  $T, \kappa_v, \rho_g$  на высоте  $z$ ,  $\tilde{\kappa}_v(\infty) = \kappa_v(z), \tilde{T}(\infty) = T_g(z), \tilde{w}_g(\infty) = 0$ .

При  $r = R$  температура  $\tilde{T}$  равна температуре насыщенных паров, соответствующей их парциальному давлению. Аналитическое решение системы (12), представленное в [3], позволяет получить значения температуры капли и потока массы, обусловленного испарением / конденсацией.

Для того, чтобы обеспечить в численных расчётах неизменность массы сухого воздуха  $M_a$  в атмосферном столбе, при интегрировании уравнений модели вводятся массовые переменные Лагранжа. [8, с. 27] При этом используется дифференциальное преобразование;  $(z, t) \rightarrow (\mu, t)$

$$dm \equiv M_a d\mu = \rho_a dz - \rho_a w_a dt$$

$$\mu \in [0, 1],$$

$$\mu = 1, \rightarrow m = M_a = \int_0^{H(t)} \rho_a(\zeta, t) d\zeta$$

Значению  $\mu = 0$  соответствует земная поверхность,  $\mu = 1$  — верхняя граница атмосферы, на которой задано давление воздуха  $p = p_\infty \cdot \rho_a$  — плотность сухого воздуха на высоте,  $w_a$  — соответственно вертикальная скорость воздуха.

#### Граничные условия расчётной модели.

В качестве граничных условий на верхней границе расчётной области заданы соответствующее атмосферное давление, а также условие отсутствия вертикального турбулентного потока тепла и диффузионного потока водяных паров.

Для расчёта массо- и теплообмена приземного слоя атмосферы с земной поверхностью используется уравнение баланса потоков энергии для приповерхностного водного слоя. Предполагается наличие двухслойной вертикальной структуры деятельного океанского слоя. При этом толщина верхнего термически однородного слоя задана как параметр модели,

$$q_{\Sigma} = M_L C_p \frac{dT_a}{dt} + \xi L + \delta_a \sigma T_a^4 + q$$

определяемый по результатам наблюдений (например [9]). Коэффициент теплообмена с областью термоклина на нижней границе квазиоднородного слоя оценивался, исходя из данных [9] о тепловом потоке и градиенте температуры на его нижней границе. В окончательной записи уравнение баланса имеет вид;

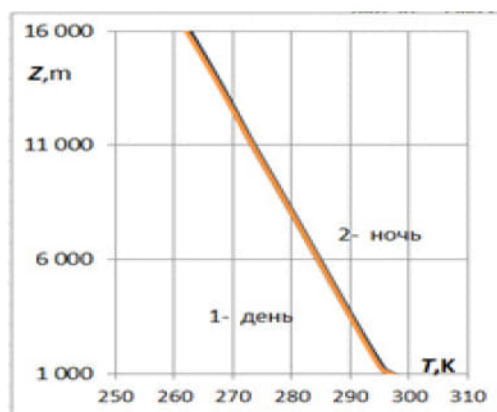
$$q_{\Sigma} = M C_p \frac{dT_a}{dt} + \xi L + \delta_a \sigma T_a^4 + q, \quad (13)$$

$$q_{\Sigma} \equiv \delta_a G - q_{oc}$$

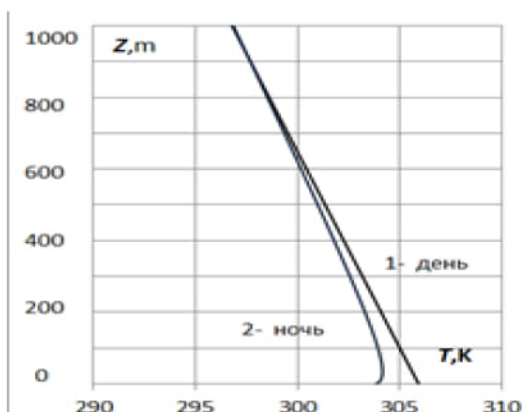
где  $\delta_a$  — относительная излучательная спо-

собность,  $q_{oc}$  — поток тепла, отводимый в область термоклина,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $T_a, C_p$  — температура и удельная теплоёмкость земной поверхности,  $M_L$  — масса воды термически однородного слоя на единицу площади его поверхности,  $G$  — суммарный по всем частотам падающий поток излучения,  $\xi$  — удельный массовый поток испарения или конденсации на земной поверхности,  $L$  — теплота фазового перехода.

**Результаты расчёта.** На рис.1 (а,б) представлено распределение температуры воздуха по высотам, соответствующее полудню для 50 ° с.ш. для крупного (а) и более мелко-го (б) масштабов.



(а)



(б)

Лето, 50 ° с.ш. 1-Дневное ( $\cos(\theta)=0,7$ ), 2- ночное ( $\cos(\theta)=0$ ).  
распределение  $T$  по высотам

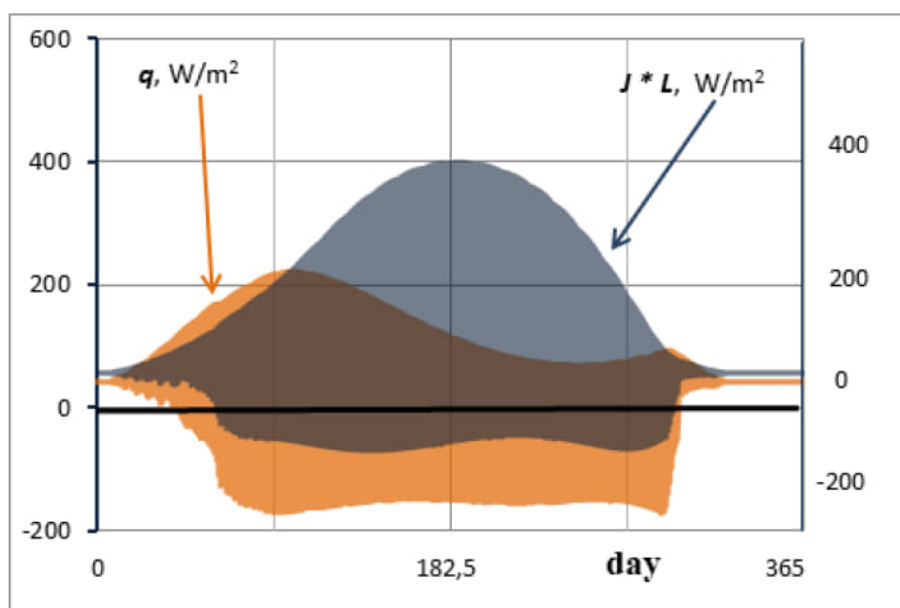
**Рис. 1.** Распределения температуры воздуха по высотам в рамках расчётной модели

Существенно, что на представленных на рис 1. распределениях температуры воздуха по высотам, в рамках данной расчётной модели правильно учитывается монотонное снижение температуры с высотой, инверсное распределение в ночное время в приземном слое и характерное небольшое превышение ночной температуры над дневной для высот  $\geq 1$  км.

На рис. 2 представлены зависимости от времени за годовой период для теплового

потока с земной поверхности, определяемого турбулентной теплопроводностью и фазовым переходом. (В принятом масштабе различимы только максимальные и минимальные значения суточных изменений).

Зависимость от времени для удельного потока тепла, определяемого турбулентной теплопроводностью  $q$  в атмосферу с земной поверхности и соответствующего потока тепла за счёт фазового перехода  $jL$  ( $j$  - по-



**Рис. 2.** Зависимости от времени за годовой период для теплового потока с земной поверхности, определяемого турбулентной теплопроводностью и фазовым переходом

ток испарения-конденсации,  $L$  - теплота фазового перехода). Толщина приповерхностного температурно-однородного водного слоя задана постоянной – 1 м. Расчёт выполнен для условий, соответствующих рис 1.

Как видно, результаты по порядку характерных величин не противоречат типичным данным наблюдений.

Численный расчёт показал, что выбор параметра - числа Кармана  $k$  (степень турбулентности среды), входящего в соотношение для коэффициента турбулентного переноса (12), влияет на решение задачи качественно.

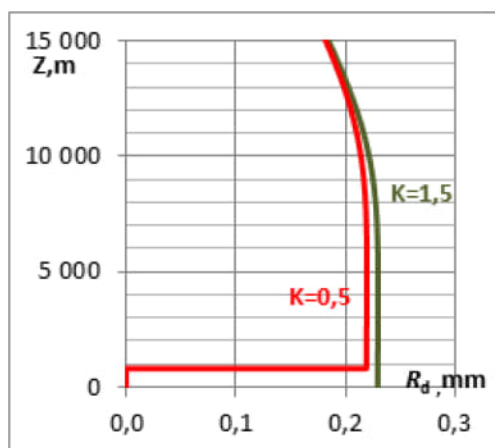
Как отмечено в работе А.Ю. Виноградова и Ю.М. Кадацкой [10], значение этого параметра в ряде современных работ даже в рамках технических приложений может различаться более, чем на порядок (от 0,2 до ~3) и зависит от характера турбулентности и метода исследования. Поэтому в рамках принятой модели, где моделируются геофизические процессы и движения, осреднённые по значительно большим масштабам со смешанным характером турбулентности, порождаемой как горизонтальными, так и вертикальными движениями с различной стратификацией, рассматривались величины  $k$  от десятых

долей до нескольких единиц. Оказалось, что в зависимости от параметров модели, влияющих на интенсивность межфазного теплообмена и число зародышей капель в объёме, существуют достаточно большие значения  $k$ , которым соответствуют гладкие распределения решения по высотам, а при уменьшении  $k$  появляется разрыв на высотах, характерных для нижней кромки земной облачности. Например, на рис. 3. показаны распределения радиуса капель по высотам для двух различных  $k$ .

Гладкому решению на рис 3. соответствуют на порядок меньшие значения масштаба Монины ( $L_* \approx 20 \text{ m}$ ), чем разрывному, и соответственно, масштабы приземного слоя.

На рис. 4 представлено распределение по высотам для рассчитанной объёмной мощности  $Q_{gs}$  контактного теплообмена [ $\text{W}/\text{m}^3$ ] - между каплями и водяными парами.

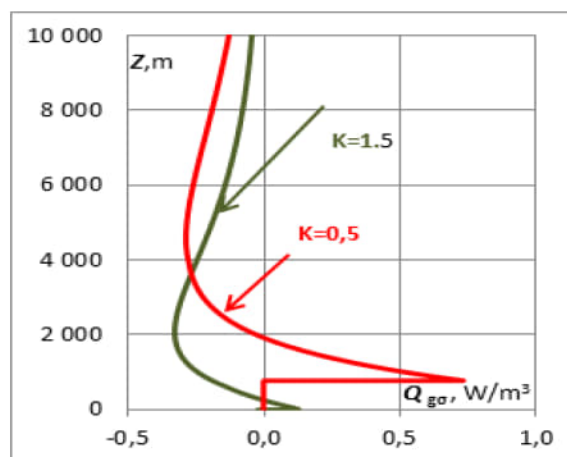
Распределение по высоте для интенсивности объёмной мощности контактного теплообмена между водяными парами и каплями для различных значений числа Кармана. (Параметры модели соответствуют предыдущим рисункам). Из рис. 4 видно, что вблизи границы разрыва (соответствующей представлению о нижней кромке облачно-



**Рис. 3.** Распределение по высотам для радиуса капель для двух близких значений числа Кармана, толщина термически однородного водного слоя ветрового перемешивания  $h_L = 1$  м

сти) происходит интенсивный контактный теплообмен между водяным паром влажного воздуха и каплям, испарение которых приводит к их отсутствию на меньших высотах.

**Заключение.** В рамках представленного конвективного одномерного приближения качественно моделируется процесс влагооборота без искусственно принятых допущений о структуре атмосферы. При моделировании тепло- массообмена между водяными



**Рис. 4.** Распределение по высотам для рассчитанной объемной мощности  $Q_{gs}$  контактного теплообмена  $[W/m^3]$  - между каплями и водяными парами

парами и каплями в атмосфере получают решения, качественно соответствующие представлениям о процессах конденсации на больших и испарения - на малых высотах. Представленная модель имеет как гладкие, так и разрывные решения, позволяющие интерпретировать возникновение нижней границы облачности в рамках представлений об одномерных нестационарных и термодинамически неравновесных конвективных процессах вблизи земной поверхности.

## Литература

1. Матвеев Л. Т. Физика атмосферы. - СПб, Гидромет, 2000, 778 с.
2. Manabe S., Smagorinsky T., Strickler R. F. Simulated climatology of a general circulation model; with a hydrologic cycle. — Mon. Wea. Rev., 1965, v. 93, N 12, p. 769-798.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред, М. «Наука», ч 1, 1987, 464 с.
4. Нигматулин Р. И. Уравнения гидро- и термодинамики атмосферы при малых силах инерции по сравнению с силой тяжести. // ПММ, Т82, вып.4, 2018, с. 473- 484.
5. Асанов Д. С., Гайнутдинова Р. Д., Канцырев Б. Л. Уравнение для вертикальной скорости атмосферного воздуха в безынерционном приближении // Известия НАН КР, № 3, 2023, с 52- 61.
6. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, - ч.1, М. «Наука», 1965, 321 с.
7. Кондратьев К. Я. Актинометрия, - Гидромет, Л., 1965, 691 с.
8. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики - М., УРСС, 2004, 615 с.
9. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана, - Л., Гидромет, 1970, 284 с.
10. Виноградов А.Ю., Кадацкая М.М. Теоретический расчёт значения параметра Т. Кармана, // Гидросфера, опасные процессы и явления, Т 1, вып. 2, 2019, с. 262-278.