

УДК 556.135+631.432

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ С ОГОЛЕННОЙ ПОЧВЫ 1. ПЕРВАЯ СТАДИЯ (ВЛАЖНАЯ ПОЧВА)

В. Л. ПОЛЯКОВ

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев*

*Получено 03.02.2000*

На основе совместного рассмотрения динамики тепла и влаги в сопредельных воздушной и почвенной средах получено выражение для интенсивности испарения с оголенной поверхности влажной почвы, уточняющее известные теоретические формулы для расчета потенциального испарения (Пенмана, Будаговского и др.). Выполнена оценка влияния как переходных процессов в почве, обусловленных резким изменением метеоусловий, так и физических параметров, характеризующих ее состояние. Указаны критерии, при выполнении которых водно-физические свойства почвы, метеоэлементы не лимитируют процесс испарения. Для дерново-среднеподзолистой почвы рассчитаны длительность первой стадии физического испарения, расходы влаги в почвенном профиле и на свободной поверхности при различных глубинах залегания грунтовых вод и начальных распределениях влаги в зоне аэрации.

Спируючись на сумісний розгляд динаміки тепла і вологи у суміжних повітряному і ґрунтовому середовищах отриманий вираз для обчислення інтенсивності випаровування з оголеної поверхні вологого ґрунту, який уточнює відомі теоретичні формули для потенційного випаровування (Пенман, Будаговський та інші). Виконана оцінка впливу як перехідних процесів у ґрунті, зумовлених різкою зміною метеоумов, так і фізичних параметрів, що характеризують його стан. Наведені критерії, при виконанні яких водно-фізичні властивості ґрунту і метеоеlementи не лімітують процес випаровування. Для дерново-середньопідзолистоґрунту розраховані тривалість першої стадії фізичного випаровування, витрати вологи в межах ґрунтового профілю і на вільній поверхні при різних глибинах рівня ґрунтових вод і початкових розподілах вологи в зоні аерації.

A theoretical analysis was done of evaporation for a bare soil and the second and third stages based on a stationary model of consistent heat and water transfer in the system soil – atmosphere (subsurface layer). The effect of thermal, hydrophysical soil properties and meteorological elements was investigated on evaporation intensity and thickness of a dried layer. It was shown that hydraulic conductivity was of decisive value. A boundary condition at the soil surface is found which reflects the peculiarities of water exchange between soil and air media at the stages under consideration. The calculations were performed for five wide-spread soil types.

## ВВЕДЕНИЕ

Испарение почвенной влаги играет исключительно важную роль в круговороте воды в природе и поэтому постоянно находится в центре внимания специалистов, занимающихся теоретическими и прикладными вопросами движения воды и растворов в почвенных экосистемах и атмосфере [1-5]. Тем не менее, несмотря на большое научное и практическое значение этой проблемы, о ее решении на современном этапе развития физики атмосферы и почвы говорить преждевременно. Объяснение здесь следует искать в значительных трудностях, с которыми приходится сталкиваться при физическом и математическом моделировании взаимосвязанных турбулентного воздушного потока, водного и теплового режимов почвы, контролирующих влаго- и теплообмен в системе почва–приземный (приповерхностный) слой атмосферы. Сложный характер взаимодействия физических процессов в воздушной и почвенной средах, существенно отличающихся по своим свойствам, способствовал реализации упрощенных подходов, которые допускают, например, преимущественное

изучение указанных процессов в одной из сред. В частности, в работах [6-9] исследовалось испарение с влажной почвы (первая стадия испарения) с учетом особенностей вертикального переноса пара и тепла в воздушном потоке (на практике – метеоусловий). В течение длительных бездождевых периодов по мере иссушения верхнего слоя почвы интенсивность испарения, как известно [10-13], все в большей степени определяется ее физическим состоянием и свойствами (вторая и третья стадии испарения). Именно первая стадия изучена более обстоятельно, благодаря возможности относительно простого формального описания для нее динамики влаги и тепла в атмосфере и почве. Важнейшим результатом таких разработок следует считать эффективные теоретические формулы для расчета интенсивности испарения с поверхности влажной почвы [14-16]. Существенным недостатком формул является присутствие в них неизвестного потока тепла, направленного внутрь почвы. Нахождение величины такого потока, разработка на этой основе более физически обоснованной методики расчета потенциального испарения, наконец количественная оценка влияния водно- и теплофизических свойств почвы на

водообмен между ней и атмосферой, характеристики водного режима послужили целью данной работы. В действительности, однако, интенсивное физическое испарение в теплое время года продолжается недолго (обычно сутки–двое) из-за ограниченности запасов почвенной влаги прежде всего в приповерхностном слое и резкого снижения влагопроводности почвы при их сработке. Основную же часть времени испарение происходит при низкой влажности в верхней части зоны аэрации. И хотя это обуславливает значительное уменьшение притока капиллярной влаги к области испарения, но все-таки основные потери влаги за весь сезон (ранняя весна – поздняя осень) имеют место за счет испарения на второй и третьей стадиях. Поэтому закономерности формирования потоков влаги и тепла в просыхающей почве заслуживают специального рассмотрения и будут предметом исследований в следующей работе.

## 1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Основу математической модели тепло- и влагообмена в системе почва–атмосфера при расчете испарения на первой стадии составляют уравнение переноса парообразной влаги в приземном слое атмосферы и зависимость удельной влажности воздуха при насыщении от температуры (формула Магнуса):

$$E = a_q \rho D (q_0 - q_a), \quad (1)$$

$$q_* = q_{*0} \exp\left(\frac{17.1T}{235 + T}\right), \quad (2)$$

где  $E$  – турбулентный поток влаги,  $\frac{\text{кг} H_2O}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ ;  $a_q$  – поправочный коэффициент, учитывающий особенности турбулентного переноса пара;  $\rho$  – плотность влажного воздуха  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $D$  – турбулентная проводимость слоя воздуха между поверхностями почвы ( $z = 0$ ) и стандартных измерений метеопараметров ( $z = z_a$ ),  $\text{м}/\text{с}$ ;  $q_0, q_a$  – удельные влажности воздуха у поверхности почвы и на высоте  $z = z_a$ ;  $q_*, q_{*0}$  – текущая и стандартная (при  $T = 0^\circ\text{C}$ ) насыщающие влажности воздуха;  $T$  – температура воздуха,  $^\circ\text{C}$ .

Следуя [1, 17], вместо формулы (2) используется ее упрощенный аналог, полученный в результате разложения функции  $q_*$  в ряд Тейлора в окрестности  $T = T_a$  ( $z = z_a$ ). Тогда, сохранив два члена ряда, можно получить выражение

$$q_0 = q_*(T_0) = q_* + q'_{*a}(T_0 - T_a), \quad (3)$$

где  $T_0, T_a$  – значения температуры воздуха на поверхности почвы и на высоте  $z_a$ ;  $q_{*a}$  – насыщающая удельная влажность воздуха при  $T = T_a$ ,  $q'_{*a} = \left. \frac{dq_*}{dT} \right|_{T=T_a}$ .

Уравнения (1), (3) в отличие от широко применяемого подхода с использованием условия теплового баланса при  $z = 0$ , дополняются нестационарной моделью теплопереноса в почвенном слое [18], включающей уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = C \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

а также следующие граничные и начальные условия:

$$z = -z_s, \quad T = T_s;$$

$$z = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \rho c_p D (T_a - T) + R_n - LE; \quad (5)$$

$$T = T_0;$$

$$t = 0, \quad T = T^0.$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\text{Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ ;  $C$  – объемная теплоемкость,  $\text{Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ ;  $z_s$  – глубина залегания слоя почвы с постоянной в течение расчетного периода температурой  $T_s$ ,  $\text{м}$ ;  $c_p$  – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении,  $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ;  $R_n$  – радиационный баланс на поверхности почвы,  $\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $L$  – удельная теплота парообразования,  $\text{Дж}/\text{кг}$ ;  $T^0(z)$  – начальное распределение температуры в почве.

Следует отметить, что в реальных условиях вследствие существенного изменения влажности и водно-физических свойств почвы с глубиной и во времени коэффициенты  $\lambda$  и  $C$  фактически являются функциями от  $z$  и  $t$ . Тем не менее для влажной почвы из-за относительно слабого взаимодействия водного и теплового почвенных режимов, а также высокого влагосодержания достаточно при моделировании физических процессов использовать эффективные (осредненные по  $t$ , а в некоторых случаях и по  $z$ ) величины  $\lambda(z)$  и  $C(z)$ .

Для реализации поставленных целей было получено приближенное аналитическое решение модели (4), (5), простое по форме, близкое к точному и удобное для использования в приложениях. В результате частичного осреднения правой части уравнения (4) построена зависимость для распределения температуры по высоте почвенного слоя:

$$T = T_s + \alpha \frac{dT_c}{dt} + \beta H_0, \quad (6)$$

где

$$\alpha = \int_{-z_s}^z \frac{C_z dz}{\lambda}; \quad T_c = \frac{1}{z_s} \int_{-z_s}^0 T dz; \quad \beta = \int_{-z_s}^z \frac{dz}{\lambda};$$

$$H_0 = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}; \quad C_z = \int C dz.$$

Такой прием приводит к потере части информации о начальном профиле температуры (фактически получаемое решение отвечает осредненному в пределах расчетного слоя начальному теплосодержанию).

Из соотношения (6) вытекает, что температура почвы на ее поверхности будет

$$T_0 = T_s + \alpha_0 \frac{dT_c}{dt} + \beta_0 H_0, \quad (7)$$

где  $\alpha_0 = \alpha(0, t)$ ,  $\beta_0 = \beta(0, t)$ .

Если обозначить дефицит влажности  $q_* - q_a$  через  $d_0$ , то с использованием уравнения (7), выражения для интенсивности  $E$

$$E = a_q \rho D [d_0 + q'_{*a} (T_0 - T_a)], \quad (8)$$

а также граничного условия при  $z = 0$  (5) после сложных преобразований можно получить существенно более простую модель относительно средней в пределах расчетного слоя температуры  $T_c$ :

$$\frac{dT_c}{dt} + \gamma T_c = \delta \gamma, \quad (9)$$

$$t = 0, \quad T_c = T_c^0 = \frac{1}{z_s} \int_{-z_s}^0 T^0 dz.$$

Здесь  $\gamma = (\alpha_c \beta_c \varphi - \alpha_c)^{-1}$ ,  $\delta = T_s + \beta_c \psi$ ,

$$\alpha_c = \frac{1}{z_s} \int_{-z_s}^0 \alpha dz, \quad \beta_c = \frac{1}{z_s} \int_{-z_s}^0 \beta dz,$$

$$\varphi = \rho D \frac{c_p + q'_{*a} L}{1 + \rho c_p \beta_c D + \rho \beta_c q'_{*a} L D},$$

$$\psi = \frac{\rho D (c_p + q'_{*a} L) (T_a - T_c) + R_n - \rho d_0 L D}{1 + \rho c_p \beta_c D + \rho \beta_c q'_{*a} L D}.$$

Как уже отмечалось, в общем случае параметры  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\alpha_c$ ,  $\beta_c$ , а следовательно, и  $\gamma$ ,  $\delta$  можно считать известными функциями от  $t$ , так что

$$T_c(t) = \left[ T_c^0 + \int_0^t \delta \exp\left(\int_0^\tau \gamma d\xi\right) d\tau \right] \exp\left(-\int_0^t \gamma d\xi\right). \quad (10)$$

В дальнейшем, однако, приводятся расчетные зависимости и выполняются вычисления для коэффициентов  $\lambda$ ,  $C$ , меняющихся только по глубине. Для обоснования подобного упрощения будет проведен анализ чувствительности величины  $E$  по отношению к параметрам  $\alpha$ ,  $\beta$ . Тогда формальные выражения существенно упрощаются, отражая тем не менее важнейшие особенности формирования теплового режима в почве. Обобщение на случай  $\lambda(z, t)$  и  $C(z, t)$  при необходимости несложно выполнить, опираясь на соотношение (10). Если же  $\lambda = \lambda(z)$ ,  $C = C(z)$ , то зависимость (10) приводится к виду

$$T_c = (T_c^0 - \delta) \exp(-\gamma t) + \delta. \quad (11)$$

Величина  $T_0(t)$  находится в результате подстановки выражения (11) в уравнение (7):

$$T_0 = T_s + \beta_0 \psi + (T_c^0 - T_s - \beta_0 \psi) \frac{\alpha_0 \beta_0 \varphi - \alpha_0}{\alpha_0 \beta_c \varphi - \alpha_c} \exp(-\gamma t). \quad (12)$$

Поток тепла в почву вычисляется по формуле

$$H_0 = \psi + \alpha_0 \gamma \varphi (T_c^0 - \delta) \exp(-\gamma t). \quad (13)$$

Интенсивность испарения влаги с учетом переходных процессов в почве выражается зависимостью

$$E(t) = E_0 + a_q \rho q'_{*a} D \cdot (T_c^0 - T_s - \beta_0 \psi) \times \frac{\alpha_0 \beta_0 \varphi - \alpha_0}{\alpha_0 \beta_c \varphi - \alpha_c} \exp(-\gamma t), \quad (14)$$

где

$$E_0 = a_q \rho D \frac{(1 + \rho c_p \beta_0 D) d_c - q'_{*a} (T_s - T_a - \beta_0 R_n)}{1 + \rho c_p \beta_0 D + \rho \beta_0 q'_{*a} L D}. \quad (15)$$

Составляющая  $E_0$  дает основной вклад в величину  $E(t)$ , и для водобалансовых расчетов достаточно знать значение  $E_0$ . При  $\rho c_p \beta_0 D \gg 1$  формула (15) упрощается к виду

$$E_0 = \frac{\rho c_p d_0 D}{c_p + q'_{*a} L} + \frac{q'_{*a}}{c_p + q'_{*a} L} \left( R_n - \frac{T_a - T_s}{\beta_0} \right) \quad (16)$$

и формально совпадает с формулой А.И. Будаговского [14], если положить  $G = (T_a - T_s)/\beta_0$ .

При известных и постоянных  $E$  и  $R_n$   $T_c$  также определяется согласно зависимости (11), причем

$$\gamma = \left( \frac{\alpha_0 \beta_c \tilde{D}}{1 + \beta_c \tilde{D}} - \alpha_c \right)^{-1}, \quad (17)$$

$$\delta = T_s + \beta_c \frac{\tilde{D} (T_a - T_s) + R_n - L E}{1 + \beta_0 \tilde{D}}, \quad \tilde{D} = \rho c_p D.$$

Температура и поток тепла на границе воздушной и почвенной сред будут

$$T_0 = T_s + \frac{\beta_0 \tilde{D}(T_a - T_s)}{1 + \beta_0 \tilde{D}} + \frac{\alpha_0 \gamma}{1 + \beta_0 \tilde{D}} (\delta - T_c^0) \exp(-\gamma t), \quad (18)$$

$$H_0 = \frac{\tilde{D}(T_a - T_s) + R_n - LE}{1 + \beta_0 \tilde{D}} - \frac{\alpha_0 \gamma \tilde{D}}{1 + \beta_0 \tilde{D}} (\delta - T_c^0) \exp(-\gamma t).$$

Полученное приближенное решение может давать заметную погрешность в расчетах характеристик теплового режима (распределение температуры, поток тепла) в начальный период времени, если в момент времени, формально соответствующий  $t = 0$ , имеет место резкое изменение метеоусловий. Тогда происходит кратковременное перераспределение тепла в слое, сопровождающееся перестройкой профиля температуры, которое не очень хорошо описывается полученным приближенным решением. Вместе с тем при плавном изменении метеоусловий указанное решение, как будет показано дальше, оказывается в равной мере пригодным для вычислений в течение всего расчетного времени. Из полученного решения следует, что с наименьшей погрешностью определяются искомые характеристики при форме начального профиля  $T^0(z)$ , выраженной уравнением

$$T^0(z) = T_s - \gamma(T_c^0 - \delta)\alpha(z) + [\psi + \alpha_0 \gamma \varphi(T_c^0 - \delta)]\beta(z). \quad (19)$$

Кроме того, для расчета текущего безразмерного профиля температуры почвы предлагается зависимость

$$v(z, t) = \frac{T(z, t) - T_s}{T_a - T_s} = \left( \tilde{D} + \frac{R_n - LE}{T_a - T_s} \right) \frac{\beta(z)}{1 + \beta_0 \tilde{D}} - \gamma \frac{T_c^0 - \delta}{T_a - T_s} \left( \alpha(z) - \frac{\alpha_0 \tilde{D}}{1 + \beta_0 \tilde{D}} \beta(z) \right) \exp(-\gamma t). \quad (20)$$

Важное значение для теплового режима почвы и испарения влаги на первой стадии имеет способность воздушной среды посредством механизма турбулентности отводить тепло с поверхности почвы (характеризуется коэффициентом  $D$ ). Поэтому для определения  $D$  привлекалась хорошо обоснованная для разнообразных условий трехслойная схема турбулентного течения вблизи твердой стенки, включающая вязкий, переходной и динамический слои [21, 22], и соответствующая математическая модель. Принималась линейная форма для коэффициентов турбулентного

переноса в переходном  $k_t$  и динамическом  $k_d$  слоях. Мощности слоев  $z_l$ ,  $z_t - z_l$  и  $z_* - z_t$  и значение  $D$  вычислялись с использованием методики У.Х.Братсера [23] на основе формулы

$$D = \left[ (u_* St_0)^{-1} + \int_{z_t}^{z_*} \frac{dz}{k_d} \right]^{-1}, \quad (21)$$

где число Стэнтона  $St_0$  для приповерхностного слоя выражается через коэффициенты  $k_l$  (коэффициент переноса тепла в вязком слое) и  $k_t$ , а также динамическую скорость  $u_*$ :

$$u_* St_0 = \left( \int_0^{z_l} \frac{dz}{k_l} + \int_{z_h}^{z_t} \frac{dz}{k_t} \right)^{-1}$$

и для его расчета в литературе имеется ряд надежных эмпирических формул. При выбранных типичных значениях шероховатости  $z_{om} = 0.005$  м (пахота) и динамической скорости  $u_* = 0.3$  м/с (умеренный ветер) получено значение  $D = 0.009$  м/с, и следовательно,  $\tilde{D} = 11.765$  Дж/(м<sup>2</sup> · с · К).

## 2. РАСЧЕТЫ ПРИМЕРОВ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты характеристик теплового режима почвы выполнялись на базе приведенных зависимостей с целью, во-первых, оценки эффективности приближенного решения задачи теплопереноса в почве и, во-вторых, установления границ, в которых влияние теплового режима на процесс испарения существенно. Точность полученного решения анализировалась для случая постоянных коэффициентов  $\lambda$  и  $C$  с использованием строгого аналитического решения. Были заданы  $\lambda/C = 9.091 \cdot 10^{-7}$  м/с,  $T_s = 15^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 20^\circ\text{C}$  (прогрев почвы),  $R_n = 0$ ,  $z_s = z_a = 2$  м и два вида начального условия:

$$T^0 = T_s = 15^\circ\text{C}, \quad (22)$$

$$T^0 = 3.202z^2 + 8.541z + 19.274. \quad (23)$$

Условие (23) рассчитано по формуле (19), причем суммарное теплосодержание почвы в начальный момент для обоих вариантов одинаковое. В качестве эталона при анализе приближенного решения использовалось точное решение краевой задачи (4), (5) при постоянных  $\lambda$  и  $C$ , которое может быть представлена в виде

$$v(z, t) = \frac{\tilde{D}(z + z_s)}{\tilde{D}z_s + \lambda} + \frac{2}{z_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n \cdot \sin \mu_n \left( \frac{z}{z_s} + 1 \right)}{\mu_n - \sin \mu_n \cos \mu_n} \times$$

$$\times \int_{-z_s}^0 \left[ \bar{T}^o - \frac{\tilde{D}(z+z_s)}{\tilde{D}z_s + \lambda} \right] \sin \mu_n \left( \frac{z}{z_s} + 1 \right) dz \times \exp \left( -\mu_n^2 \frac{\lambda t}{Cz_s^2} \right), \quad (24)$$

где значения корней  $\mu_n$  находятся из характеристического уравнения  $\tan \mu_n = -\lambda \mu_n / (\tilde{D}z_s)$ ,  $\bar{T}^o = \frac{T^o - T_s}{T_a - T_s}$ . Результаты расчетов  $T_c$ ,  $T_0$  и  $T$  на глубине 0,5 м по формулам (11), (12), (20) (приближенное решение) и (24) (строгое) при начальных условиях (22), (23) приведены в безразмерном виде ( $\bar{t} = \gamma t$ ) на рис. 1 и свидетельствуют прежде всего о том, что точное решение при начальном условии (23) и приближенное решение (формула (20)) дают мало отличающиеся результаты (не более 5% для  $v_c = \frac{T_o - T_s}{T_a - T_s}$ ,  $v(-0.5; t)$  и до 1% для  $v_c = \frac{T_c - T_s}{T_a - T_s}$ ) на всем расчетном интервале. Поэтому каждая пара соответствующих кривых на рис. 1 изображена одной линией. Использование условия (22) приводит в начальный период к несколько иному распределению температуры, с которым, однако, уже при  $\bar{t} > 0.03 - 0.05$  почти совпадает приближенный профиль температуры. Различия в величинах  $v_c$ , вычисленных по формулам (11) и (22), (24), оказываются малыми при любых значениях  $t$ . Аналогичная картина наблюдается и при расчетах потока тепла в почву  $H_0$  (рис. 2). Общее количество тепла  $G$ , поступившего в почвенный слой к текущему моменту  $\bar{t}$ , равно  $\int_0^{\bar{t}} H_0(\tau) d\tau$  и быстрее возрастает в начальный период при условии (22) (кривая 3 на рис. 2). При  $t \rightarrow \infty$  суммарное тепло, аккумулированное в этом слое, не зависит от вида начальных условий. Величины  $H_0$  и  $Q$ , рассчитанные по формулам (13) и (23), (24), также почти не отличались и поэтому показаны на рис. 2 одними линиями. Так как начальное условие (22) формально отражает ситуацию, которая складывается при резком изменении метеоусловий и, как следствие этого, температуры на поверхности почвы, а условие (23) скорее соответствует ситуации с плавноменяющимися метеофакторами, то, исходя из результатов проведенных вычислений, можно сделать вывод, что приближенное решение задачи теплопереноса в почве и теплообмена с атмосферой, выраженное зависимостями (10), (13), (20), дает надежные результаты при расчетах характеристик теплового режима почвы в условиях постепенно меняющейся метеорологической обстановки и несколько худшие (в начальный период), но вполне достоверные при быстрой смене погодных условий (в принятой модели ди-

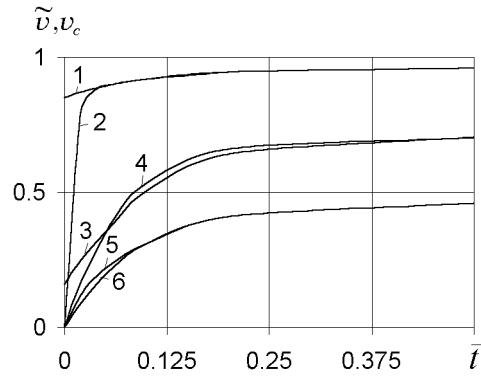


Рис. 1. Изменение безразмерных относительных температур  $v(z, \bar{t})$  (кривые 1–4) и  $v_c(\bar{t})$  (кривые 5, 6) со временем: 1, 3, 6 – по выражению (24) при усл. (23) и по выражению (20); 2, 4, 5 – по выражению (24) при усл. (22); 1, 2 –  $z = 0$ ; 3, 4 –  $z = -0.5$

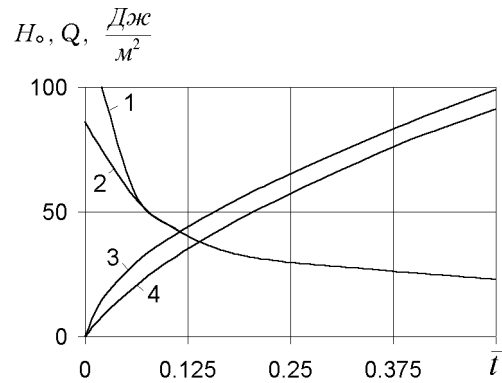


Рис. 2. Кривые изменения  $Q$  (1, 2) и  $H_0$  (3, 4) со временем: 1 – с исп. выражения (24) при усл. (22); 2 – с исп. выражений (13) и (24) при усл. (23); 3 – на основе (22), (24); 4 – на основе (13) и (23), (24)

намика метеоусловий обусловлена изменением во времени параметра  $T_a$ ). Поэтому можно считать, что применение указанного решения для оценки влияния теплофизических свойств почвы на процесс испарения влаги является правомочным.

Указанная оценка выполнялась на основе анализа расчетов  $E(t)$  при следующих дополнительных данных:  $\rho = 1.295 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_p = 1005 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ ,  $L = 2.453 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ ,  $d_0 = 2.6 \cdot 10^{-3}$ ,  $q'_{*a} = 9 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ ,  $R_n = 200 \text{ Дж/(м}^2 \cdot \text{с)}$ ,  $C = 1.1 \cdot 10^6 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ . В первом приближении увеличение коэффициента  $\lambda$  с глубиной вследствие повышения влажности почвы можно учесть, задавая его в виде линейной функции от  $z$ :

$$\lambda(z) = \lambda_0 + \lambda_1 z. \quad (25)$$

Для легкосуглинистых и супесчаных почв типич-

ними являются значения  $\lambda_0 = 1 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ ,  $\lambda_1 = 0.5 \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ . Величины  $\alpha$ ,  $\beta$  при этом вычислялись согласно уравнений (6) и (25). Детально влияние параметра  $\beta$  на физическое испарение будет проанализировано при рассмотрении иссушения разнообразных почв (для второй и третьей стадий). Судя по выражению (15), влияние теплового режима почвы на стабилизировавшийся процесс испарения количественно оценивается с помощью параметров  $\beta_0$  и  $T_s$ . Также в определенных условиях существенно влияет на величину  $E_0$  и коэффициент  $D$ , контролирующий поток  $H_0$ . Погрешность в вычислениях потенциального испарения (на первой стадии), возникающая из-за игнорирования особенностей теплопереноса в почве, находилась путем сопоставления интенсивностей испарения, вычисленных с использованием формул (15) и (16), причем своего рода эталонном здесь служила более общая зависимость (15). На рис. 3 приведены кривые зависимости параметра  $L = |(E_0 - E_{0*})/E_{0*}|$  ( $E_{0*}$  – интенсивность согласно (15)) от  $\beta_0$  при значениях  $D = 0,002, 0,006, 0,01 \text{ м/с}$  и  $T_a - T_s = 8$  и  $15^\circ\text{C}$ . Параллельно рассчитывались два варианта задания потока тепла  $H_0$  в (16):  $H_0 = 0$  и  $H_0 = (T_0 - T_s)/\beta_0$ . Результаты вычислений позволяют заключить, что тепловой режим почвы в целом не играет важной роли при испарении с поверхности влажной почвы. Тем не менее, в отдельных случаях, например, при увлажнении почвы дождеванием, слабым ветре, интенсивность испарения следует устанавливать с учетом теплофизических свойств почвы. Переходные процессы в ней, порождаемые плавным изменением метеопараметров, оказывают очень слабое влияние на испарение, что в данном случае подтверждается рассчитанной величиной  $E(t)$ :

$$E = 5.88 - 0.115e^{-0.328t}, \quad \frac{\text{мм}}{\text{сут}}. \quad (26)$$

Вследствие резкого изменения метеоусловий второе слагаемое в выражении (26), характеризующее вклад нестационарности теплопереноса в почве в величину физического испарения, может меняться в два и более раза, однако и в такой ситуации указанный фактор является малозначительным.

Наряду с интенсивностью испарения важнейшей количественной характеристикой для первой стадии является ее длительность, которая определяется не только метеорологическими условиями, но и водно-физическими свойствами почвы, ее водным режимом [24, 25]. Именно продолжительность первой стадии физического испарения, а также конечный профиль влажности (давления)

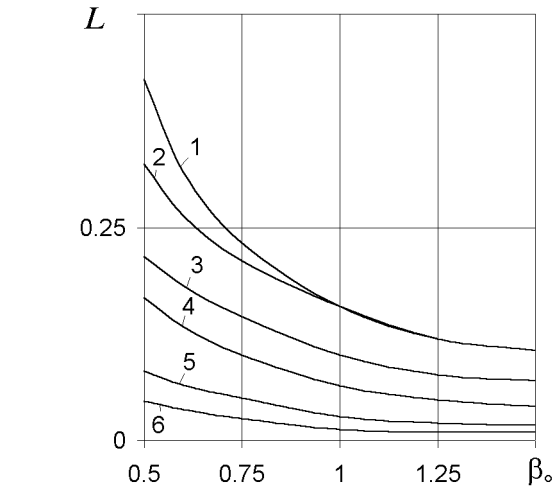


Рис. 3. Графики зависимостей  $L(\beta_0)$ :  
 1 – 3 –  $D = 0.002$ ; 2, 4 – 6 –  $T_a - T_s = 8$ ;  
 1, 2, 4, 6 –  $H_0 = 0$ ; 1 –  $T_a - T_s = 15$ ;  
 3 –  $T_a - T_s = 15$ ,  $H_0 \neq 0$ ; 4 –  $D = 0.006$ ;  
 5 –  $D = 0.006$ ,  $H_0 \neq 0$ ; 6 –  $D = 0.01$

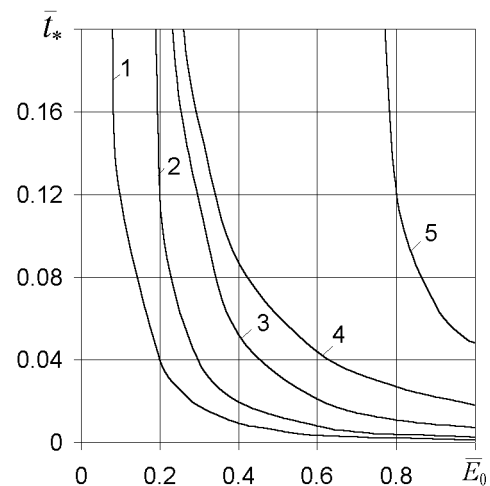


Рис. 4. Графики зависимости  $\bar{t}_*(\bar{E}_0)$ :  
 1 –  $z_h = 2$ , усл. (31); 2 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 2$ ;  
 3 –  $z_h = 1$ , усл. (31); 4 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 0.5$ ; 5 –  
 $z_h = 0.5$ , усл. (31)

необходимо знать для надежного расчета суммарного количества почвенной влаги, испарившейся в течение длительных промежутков времени. Поэтому естественно, что на первой стадии должна отслеживаться и динамика влаги в почве. Интенсивное испарение влаги с поверхности влажной почвы препятствует значительному повышению температуры на границе между почвенной и воздушной средами, перегреву приповерхностного слоя почвы. Вследствие этого на первой стадии температура почвы меняется в ограниченных пределах (за исключением экстремальных ситуаций) и оправдано пренебрегать влиянием ее теплового режима на водно-физические характеристики

ки. Следует заметить, что правомочность такого допущения применительно ко второй и третьей стадиям испарения, когда теплопроводность почвы существенно снижается, представляется далеко не очевидной и будет предметом специального анализа. В случае однородной зоны аэрации вертикальный влагоперенос описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ K(\psi) \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} - 1 \right) \right] = c(\psi) \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (27)$$

где  $\psi$  – всасывающее давление;  $K(\psi)$  – коэффициент влагопроводности;  $c(\psi) = \frac{\partial \theta}{\partial \psi}$  – дифференциальная влагоемкость почвы, определяемая исходя из основной гидрофизической характеристики. На поверхности почвы ( $z = 0$ ) поток влаги полагается равным  $E_0$ , так что

$$K \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} - 1 \right) = E_0, \quad (28)$$

где  $E_0$  вычисляется по формуле (15) и при нестабильных метеоусловиях может быть функцией от времени. На практике часто важное значение для пополнения запасов продуктивной влаги имеет капиллярное подпитывание активного слоя почвы. Для учета капиллярной влаги, поступающей с уровня грунтовых вод (УГВ) или из нижележащей влагообильной зоны, на нижней границе области движения задается следующее условие:

$$z = -z_h, \quad \psi = \psi_h \quad (\theta = \theta_h). \quad (29)$$

Начальное условие, характеризующее распределение влагозапасов по почвенному профилю к началу расчетного периода, имеет вид

$$t = 0, \quad \psi = \psi^0(z). \quad (30)$$

Исходный профиль давления отражает предысторию развития водно-физических процессов и может соответствовать равновесным или неравновесным условиям (избыток или недостаток влаги в зоне аэрации), что существенно меняет характер перераспределения почвенной влаги в начальный период и удлиняет или сокращает длительность первой стадии. В примерах принимаются три существенно отличных вида начального условия. В частности, при равновесных условиях в начальный момент времени (УГВ находится на глубине  $z_h$ )

$$\psi^0 = z + z_h, \quad 0 \geq z \geq -z_h; \quad (31)$$

при недостатке или избытке влаги в ненасыщенной зоне

$$\psi^0 = z + z_0, \quad (32)$$

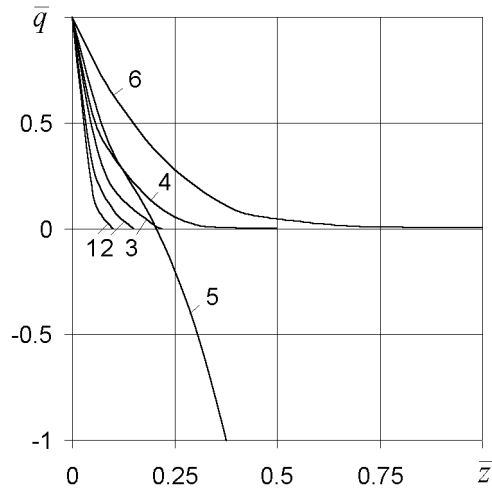


Рис. 5. Изменение потока влаги по глубине зоны аэрации: 1 –  $z_h = 2$ , усл. (31); 2 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 2$ ; 3, 4 –  $z_h = 1$ , усл. (31); 5 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 0.5$ ; 6 –  $z_h = 0.5$ , усл. (31); 1 – 3, 5, 6 –  $t = 0.5$  сут.; 4 –  $t = 1.4$  сут.

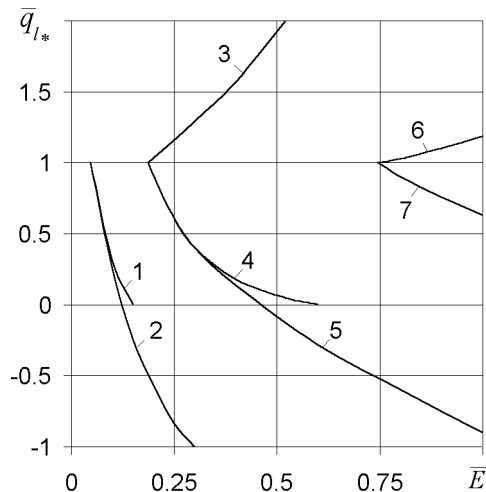


Рис. 6. Графики зависимости  $q_{l*}(\bar{z})$ : 1 –  $z_h = 2$ , усл. (31); 2 –  $z_h = 2$ , усл. (32),  $z_0 = 1$ ; 3 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 2$ ; 4 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 1$ ; 5 –  $z_h = 1$ , усл. (32),  $z_0 = 0.5$ ; 6 –  $z_h = 0.5$ , усл. (32),  $z_0 = 1$ ; 7 –  $z_h = 0.5$ , усл. (31)

причем недостаток имеет место при  $z_0 > z_h$ , а избыток при  $z_0 < z_h$  и фактически здесь влажность в нижней части указанной зоны ( $-z_h < z < -z_0$ ) равна полной влагоемкости. Таким образом, в последнем случае расход влаги на нижней границе области движения в начальный период равен  $k_s$ .

Особенности формирования водного режима почвы на первой стадии испарения анализировались с использованием общих аппроксимационных выражений для гидрофизических характеристик

[26]:

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_s \quad \text{при } 0 \leq \psi \leq \psi_i, \\ \theta &= \alpha_\theta \psi^{-\beta} \quad \text{при } \psi > \psi_i; \\ K &= k_s \quad \text{при } 0 \leq \psi \leq \psi_i, \\ K &= \alpha_K \psi^{-\gamma} \quad \text{при } \psi > \psi_i. \end{aligned} \quad (33)$$

В расчетах принимались типичные для дерново-подзолистых почв значения констант [27]  $\theta_s = 0.534$ ,  $\psi_i = 0.063$  м,  $\alpha_\theta = 0.307$ ,  $\beta = 0.2$ ,  $k_s = 8.64 \cdot 10^{-2}$  м/сут,  $a_k = 3.78 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/сут,  $\gamma = 2$ . Модель (27) – (30) реализована методом конечных разностей.

В первую очередь оценивалось влияние интенсивности испарения  $E_0$  и глубины залегания УГВ  $z_h$  на длительность первой стадии. С этой целью было рассчитано время окончания первой стадии  $t_*$  при изменяющейся от 0 до 0,005 м/сут. интенсивности  $E_0$  для трех исходных водно-физических состояний почвы, описываемых условиями (31), (32) ( $z_h, z_0 = 0,5; 1$  и  $2$  м). Полученные таким образом кривые  $\bar{t}_*(\bar{E}_0)$  приведены на рис. 4. Здесь  $\bar{t}_* = t_* E_0 / z_h$ ,  $\bar{E}_0 = E_0 / E_s$ ,  $E_s$  – стандартное значение  $E_0$ , характеризующее климатические условия в рассматриваемом районе (в данном случае выбрано  $E_0 = 0,005$  м/сут). Уменьшение глубины  $z_h$  при одной и той же величине  $E_0$  ведет к существенному увеличению длительности первой стадии. При фиксированной глубине  $z_h$  кривые  $\bar{t}_*(\bar{E}_0)$  имеют вертикальные асимптоты (кривая 5, соответствующая  $z_h = 0,5$  м, –  $\bar{E}_0 = 0,746$ , кривые 2 – 4 при  $z_h = 1$  м –  $\bar{E}_0 = 0,187$ , кривая 1 при  $z_h = 0,5$  м –  $\bar{E}_0 = 0,047$ ). Это указывает на существование диапазона значений  $\bar{E}_0$ , при которых в принципе возможно испарение в стационарном режиме уже на первой стадии. Верхней границей такого диапазона служит некоторое предельное значение  $E_{om}$ , зависящее и от метеоэлементов, и от почвенных параметров. Таким образом, водно-физические свойства насыщенно-ненасыщенной почвы при  $0 \leq E_0 \leq E_{om}$  допускают формирование стационарного восходящего потока капиллярной влаги аналогичной интенсивности. Значение  $E_{om}$  может быть определено из решения уравнения (27) в стационарной форме ( $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$ ). Формально оно при граничных условиях (28), (29) выражается интегралом

$$\int_{\psi_h}^{\psi_\epsilon} \frac{K d\psi}{K + E_{om}} = z_h, \quad (34)$$

где  $\psi_\epsilon$  – характерное всасывающее давление, способствующее началу заметного парообразования

внутри пор. Если зависимость  $K(\psi)$  описывается выражением (33), то его подстановка в (34) и последующее интегрирование дает следующее уравнение для вычисления значения  $E_{om}$ :

$$B_{r_1}\left(\frac{1}{\gamma}, 1 - \frac{1}{\gamma}\right) - B_{r_2}\left(\frac{1}{\gamma}, 1 - \frac{1}{\gamma}\right) = \gamma E_{om}^\gamma z_h, \quad (35)$$

где  $B_r$  – неполная бета-функция [28],

$$r_1 = \frac{E_{om} \psi_\epsilon^\gamma}{1 + E_{om} \psi_\epsilon^\gamma}, \quad r_2 = \frac{E_{om} \psi_h^\gamma}{1 + E_{om} \psi_h^\gamma}.$$

В частном широко распространенном случае  $\gamma = 2$  уравнение (36) упрощается к виду

$$\arctan \sqrt{\frac{E_{om}}{a_K}} \psi_\epsilon - \arctan \sqrt{\frac{E_{om}}{a_K}} \psi_h = z_h \sqrt{\frac{E_{om}}{a_K}}. \quad (36)$$

Продолжительное испарение на первой стадии чаще всего наблюдается в весенний период из-за относительно небольшого потока приходящей на поверхность почвы радиации. Из зависимости (15) несложно найти граничное значение  $R_{nm}$ , так что при  $R_n \leq R_{nm}$  и постоянных других метеопараметрах первая стадия может формально длиться неограниченно долго, а именно

$$R_{nm} = \frac{1}{a_q \beta_0} \left[ E_0 \left( \frac{1}{\rho D} + c_p \beta_0 + q'_{*a} \beta_0 L \right) - a_q d_0 (1 + \rho c_p \beta_0 D) + a_q q'_{*a} (T_s - T_a) \right]. \quad (37)$$

Очевидно, что при  $0 \leq E_0 \leq E_{om}$  физическое испарение в любой момент времени будет определяться метеоусловиями, а  $E_0$  здесь можно рассматривать как обобщенный параметр, характеризующий их напряженность. Недостаток или избыток влаги в зоне аэрации, как видно из сопоставления кривых 2, 3, 4 на рис. 4, обуславливает существенное уменьшение или увеличение длительности первой стадии практически на всем интервале  $[E_{om}, E_s]$ , но естественно не влияет на значение  $E_{om}$ .

Расходование почвенной влаги на испарение приводит прежде всего к истощению ее запасов вблизи поверхности почвы. На рис. 5 представлены данные расчетов безразмерного расхода влаги  $\bar{q} = q/E_0$  в ненасыщенном почвенном профиле. Значения  $z_h$  и  $z_0$  здесь также принимались равными 0,5; 1 и 2 м. При наличии влаги в зоне аэрации сверх равновесной (в условии (32)  $z_0 = 0,5$  м) образуются два разнонаправленных потока влаги в верхней (при  $t = 0.5$  сут.  $0 \geq z \geq -0.2$  м) и нижней ( $-0.2 > z \geq -1.0$  м) частях указанной зоны (кривая 5), где преобладают или капиллярные силы, или сила тяжести соответственно. Значительный поток при  $z > -0.2$  м, интенсивность которого при  $z = -z_h$  и  $t = 0.5$  сут. достигает значения



8.88, объясняется высокими влагосодержанием и влагопроводностью почвы в этой ее части. При отсутствии избыточной влаги испарение с поверхности почвы способствует формированию устойчивого восходящего потока влаги, интенсивность которого возрастает по мере снижения начального содержания почвенной влаги (кривые 2, 3). Из рис. 5 также видно, что в начальный период иссушения непереувлажненной почвы существует максимальная зона влияния испарительного процесса, которая увеличивается со скоростью, зависящей от соотношения величин  $E_0$  и  $K$ . В рассмотренном случае  $E_0 = 0.005$  м/сут. и при  $z_h = 1$  и 2 м проводимость почвы оказывается недостаточной даже для того, чтобы упомянутая зона влияния достигла УГВ в течение первой стадии, а значит потери продуктивной влаги локализируются в приповерхностной части почвы (кривые 1, 6). В такой ситуации влагообмен между насыщенной зоной и активной частью ненасыщенной зоны можно не принимать во внимание. Расход влаги с УГВ становится значимым при высоком стоянии грунтовых вод и малой интенсивности испарения. Значение капиллярного подпитывания для испарения на первой стадии иллюстрируется рис. 6, на котором даны результаты расчетов расхода влаги при  $z = -z_h$  в конце первой стадии  $q_{l*}$ , отнесенного к соответствующей величине  $E_0$  при изменении безразмерной  $\bar{E}_0$  в пределах от 0 до 1. Если  $z_h = 0.5$ , то при равновесных условиях в начальный момент времени и  $\bar{E}_0$  в диапазоне от 0 до 0.746 поток влаги с УГВ в состоянии полностью компенсировать потери продуктивной влаги на испарение, а при  $\bar{E}_0 > 0.746$  частично. При меньшем начальном влагосодержании (в условии (32)  $z_0 = 1$  м) формируется большой поток, который уже может не только обеспечить потенциальное испарение, но и уменьшить дефицит влаги в почве (кривая 6). Для исходных равновесных условий в случае  $z_h = 1$  м и  $\bar{E}_0 > 0.6$  или  $z_h = 2$  м и  $\bar{E}_0 > 0.15$  насыщенная зона на первой стадии не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на водный баланс в зоне аэрации. Вместе с тем в диапазонах  $0.187 < \bar{E}_0 < 0.6$  при  $z_h = 1$  м и  $0.047 < \bar{E}_0 < 0.15$  при  $z_h = 2$  м расход  $q_{l*}$  по мере снижения  $\bar{E}_0$  быстро возрастает до 1 и уже при значениях  $\bar{E}_0$ , меньших 0,187 и 0,047, поток капиллярной влаги с УГВ равен потоку испаряющейся влаги. Наличие избыточной влаги (в условии (32)  $z_0 = 0.5$  и 1 м) является причиной того, что в конце первой стадии продолжается ее стекание на свободную поверхность при  $\bar{E}_0 > 0.46$  и  $z_h = 1$  м или при  $\bar{E}_0 > 0.115$  и  $z_h = 2$  м. При меньших  $\bar{E}_0$  насыщенная зона начинает подпитывать зону аэрации.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процесс испарения влаги с оголенной почвы имеет выраженную стадийность – на первой стадии интенсивность испарения определяется метеорологическими условиями, на второй и третьей – водно-физическими условиями в почве, ее гидрофизическими свойствами. Однако в экстремальных условиях, например, при высокой увлажненности почвы, слабом ветре, заметное влияние на величину испарения может оказывать ее тепловой режим, теплофизические свойства. Количественная оценка влияния почвенного тепла при испарении на первой стадии выполняется на основе модели влаго- и теплопереноса в приземном (приповерхностном) слое атмосферы, дополненной моделью теплопереноса в почве. В практических расчетах наряду с величиной потенциального испарения необходимо знать и длительность первой стадии, конечное для этой стадии водно-физическое состояние почвы. Время окончания первой стадии, особенности формирования потока почвенной влаги, роль насыщенной зоны в водном балансе зоны аэрации при наличии физического испарения устанавливаются на базе существенно нелинейной модели влагопереноса, учитывающей специфику действия капиллярных и гравитационных сил в широком диапазоне изменения влажности почвы. Существенное влияние на формирование водного режима почвы, его характеристики в конце первой стадии оказывает начальное влагосодержание в зоне аэрации, о чем свидетельствуют результаты анализа влияния исходных равновесных и неравновесных условий на продолжительность данной стадии, расход почвенной влаги.

1. Гусев Е. М. Испарение воды просыхающей почвой // Почвоведение.– 1998.– N 8.– С. 921–926.
2. Константинов А. Р. Испарение в природе.– Л.: Гидрометеиздат, 1968.– 532 с.
3. Новак В. Движение воды в почве при испарении // Физика почвенных вод.– М.: Наука.– 1980.– С. 13–95.
4. Nassar J. N., Horton R. Salinity and compaction effects on soil water evaporation and water solute distribution // Soil Sci. Soc. Am. J.– 1999.– **63**.– P. 752–758.
5. Yakirevich A., Berliner P., Sorek S. A model for numerical simulating of evaporation from bare saline soil // Water Resour. Res.– 1997.– **33**.– P. 1021–1033.
6. Будаговский А. И. Уточнение моделей испарения почвенных вод // Вод. ресурсы.– 1986.– N 5.– С. 58–69.

7. Куртнер Д. А., Усков И. Б. Управление микроклиматом сельскохозяйственных полей.– Л.: Гидрометеониздат, 1988.– 264 с.
8. Hargreaves G. H., Samani Z. A. Estimation of standard deviation of potential evapotranspiration // J. Irrig. Engng., ASCE.– 1988.– 714.– P. 175–180.
9. Stannard D. J. Comparison of Penman-Monteith, Shuttleworth-Wallace and modified Priestley-Taylor evapotranspiration models for wildland vegetation in semiarid rangeland // Water Resour. Res.– 1993.– 29.– P. 1379–1392.
10. Гусев Е. М., Бусарова О. Е. Влияние скорости ветра на эффективный коэффициент диффузии в поверхностном слое почвы // Почвоведение.– 1998.– N 2.– С. 158–162.
11. Idso S. B., Reginato R. J., Jackson R. D. A calculation of evaporation during three stages of a drying soil // Water Resour. Res.– 1979.– 15.– P. 487–488.
12. Mowdsley J. A., Ali M. F. Estimating nonpotential evapotranspiration by means of the equilibrium evaporation concept // Water Resour. Res.– 1985.– 21.– P. 383–391.
13. Salvucci G. D. Soil and moisture independent estimation of stage-two evaporation from potential evaporation and albedo or surface temperature // Water Resour. Res.– 1997.– 33.– P. 111–122.
14. Будаговский А. И. Испарение почвенных вод // Физика почвенных вод. – М.: Наука.– 1980.– N 33.– С. 13–95.
15. Allen R. G. A Penman for all seasons // J. Irrig. Drain Engng., ASCE.– 1988.– 112.– P. 348–368.
16. Monteith J. Z. Evaporation and surface temperature // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.– 1981.– 107.– P. 1–27.
17. Будаговский А. И. Испарение воды оголенной почвой // Вод. ресурсы.– 1998.– 25.– С. 304–311.
18. Zin J. D. On the force-restore method for prediction of ground surface temperature // J. Geophys. Res.– 1993.– 29.– P. 1379–1392.
19. Camillo P. J., Gurney R. J. A sensitivity analysis of a numerical model for estimating evapotranspiration // Water Resour. Res.– 1984.– 20.– P. 105–112.
20. Novak V., Hortalove F., Motajka F. Sensivity analysis of the Penman type equation for calculation potential evapotranspiration // Vodohosp. casopis.– 1997.– 45.– P. 173–186.
21. Никитин И. К. Сложные турбулентные течения и процессы тепло- и массопереноса.– К.: Наук. думка, 1980.– 240 с.
22. Incan M. G., Farker R., Dlugi R., Stull R. B. Application of transient turbulent theory to study interaction between the atmospheric boundary layer and forest canopies // Boundary-Layer Meteorology.– 1996.– 79.– P. 315–344.
23. Brutsaert W. A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surfaces at ground level // Water Resour. Res.– 1975.– 11.– P. 543–550.
24. Gardner W. R. Laboratory studies of evaporation from soil column in the presence of a water table // Soil Sci.– 1958.– 85.– P. 37–45.
25. Shih S. F. Soil surface evaporation and water table depths // J. Irrig. Drain. Engrs., ASCE.– 1983.– 109.– P. 368–376.
26. Глубус А. М. Почвенно-гидрофизическое обеспечение агроэкологических математических моделей.– Л.: Гидрометеониздат, 1987.– 427 с.
27. Калюжный И. Л., Павлова К. К., Лавров С. А. Гидрофизические исследования при мелiorации переувлажненных земель.– Л.: Гидрометеониздат, 1988.– 260 с.
28. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.– М.: Наука, 1973.– 831 с.