

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЯЖЕЛОГО ХОЛОДНОГО ГАЗА В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

И.В.КОВАЛЕЦ, В.С.МАДЕРИЧ

Институт Проблем Математических Машин и Систем НАН Украины, Киев
e-mail: ik@env.immsp.kiev.ua

The brief description of the developed in IMMSP NASU 3D numerical model DETATOX of cold heavy gas dispersion is presented. In the model the Favre-Reynolds averaging procedure was used. For these equations it leads to more simple form of equations, then the Reynolds averaging procedure. The $k-\epsilon$ model of turbulence was used for the parameterization of turbulent flows. In contrast to other models of heavy gas dispersion, the problem was formulated in the variables "density, velocity, pressure, concentration". It allowed, following Kovenya and Yanenko, to build more effective, mass conserving numerical schemes. With the help of the developed model, the interaction of heavy cold cloud appeared as result of instantaneous or continuous release, with atmospheric boundary layer and subjacent surface were numerically investigated.

1. Введение

Во многих случаях аварийных выбросов токсичных или воспламеняющихся газообразных веществ формируются облака с плотностью большей, чем у атмосферного воздуха [[8]]. Эволюция таких облаков существенно отличается от облаков газа нейтральной плавучести. Коллапсируя под действием сил плавучести у поверхности Земли, облако вытесняет воздух и заметно меняет аэродинамические условия обтекания поверхности. Сильная устойчивая стратификация подавляет турбулентность в облаке и уменьшает скорость разбавления газа воздухом. Ввиду этого, аэротермодинамика процессов дисперсии тяжелых газов достаточно сложна и требует для ее описания моделей, в которых бы учитывалось взаимодействие облаков тяжелого газа и турбулентного приземного слоя атмосферы.

Для описания дисперсии тяжелого газа в атмосфере, наряду с упрощенными нуль-мерными (интегральными), одномерными и двумерными моделями, разработан ряд трехмерных моделей. Численное решение трехмерной системы уравнений динамики сжимаемого газа с неотфильтрованными звуковыми волнами представляет собой сложную задачу, требующую использования больших вычислительных ресурсов. Для такого рода задач особенно эффективными оказались неявные разностные схемы расщепления, решающий вклад в развитие которых был внесен работами Н.Н.Яненко [7]. Последующий прогресс в разработке методов расщепления по физическим процессам и направлениям отражен в работах [5-6].

Классификация и краткий обзор моделей тяжелых газов приведены в [1,3]. В настоящей работе дано краткое описание разработанной ИПММС НАНУ трехмерной численной модели турбулентной динамики холодного тяжелого газа с большими изменениями плотности DETATOX [2,4]. В модели использовалось осреднение Фавра-Рейнольдса, которое для таких течений приводит к более простой форме уравнений, чем осреднение по Рейнольдсу. Для расчета турбулентных напряжений и потоков использовалась $k-\epsilon$ модель турбулентности. В отличие от других моделей распространения тяжелых газов, задача была сформулирована в переменных плотность-скорость-давление-концентрация газа, что позволило, следуя Ковене и Яненко [5], построить более эффективные консервативные по массе численные схемы. С помощью разработанной модели численно исследованы особенности динамики облака тяжелого газа, возникшего в результате различных сценариев выброса. Результаты расчетов сравнивались с данными лабораторных и натуральных экспериментов.

2. Постановка задачи

Известно, что в зависимости от выбора искомым функций уравнения газовой динамики могут быть представлены в различных формах. Как правило, в задачах распространения тяжелых газов в качестве зависимых переменных используются плотность, скорость, температура (энтальпия) и концентрация газа [1]. Для численного решения нефильтрованной системы уравнений газовой динамики часто используются неявные конечно-разностные схемы расщепления по направлениям и физическим процессам ([5-7]). Ковеней и Яненко [5] были предложены численные схемы решения системы невязких уравнений газовой динамики с использованием уравнения переноса внутренней энергии в форме уравнения для давления, что увеличило вычислительную эффективность численной схемы, а также дало возможность использовать консервативные по

массе численные схемы. В [4] этот подход был модифицирован на случай турбулентного течения тяжелого газа в атмосферном пограничном слое.

Трехмерная нестационарная система осредненных по Фавру-Рейнольдса уравнений, записанных в декартовых координатах при больших числах Рейнольдса имеет вид [4]:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\langle u_\alpha \rangle)}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_\alpha \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \langle u_\alpha u_i \rangle + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} = g_i, i=1,2,3 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \langle u_\alpha \rangle \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \bar{\rho} \langle u_\alpha \Phi \rangle + \bar{\rho} \langle c_s^2 \rangle \frac{\partial \langle u_\alpha \rangle}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \langle C \rangle}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \langle C \rangle \langle u_\alpha \rangle)}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \bar{\rho} \langle u_\alpha C \rangle = 0 \quad (4)$$

где t -время, $x_i = (x, y, z)$ - координаты при $i=1,2,3$, ось z направлена вертикально вверх, ρ -плотность, $u_i = (u, v, w)$ - проекции вектора скорости \mathbf{U} на оси x, y, z - соответственно, P -давление, $c_s = (\partial \bar{P} / \partial \rho)_s$ - скорость звука, C -массовая концентрация газа, g - ускорение силы тяжести. Чертой сверху обозначено осреднение по Рейнольдсу, тогда как угловые скобки означают осреднение по Фавру. Величины со штрихом суть пульсационные составляющие соответствующих переменных по Рейнольдсу, тогда как двойные штрихи соответствуют пульсационным составляющим по Фавру. Детали осреднения см. в [3-4].

Система уравнений дополняется уравнением состояния идеального газа:

$$\bar{P} = \bar{\rho} (R_a (1 - \langle C \rangle) + R_g \langle C \rangle) \langle T \rangle \quad (5)$$

где R_a, R_g - газовые константы для воздуха и газа. Заметим, что при выводе уравнения для давления (3) из уравнения переноса внутренней энергии в [4] использовалась промежуточная функция $\Phi = P / \rho$, поскольку, согласно (5) она явно не зависит от плотности, и, следовательно, применение градиентных соотношений для параметризации корреляций $\langle \Phi u_i \rangle$ более оправдано, чем для членов типа $\langle P u_i \rangle$. Численные расчеты подтвердили это предположение.

Для турбулентных напряжений и потоков, используются градиентные соотношения, сохраняющие тензорную симметрию

$$-\langle u_i u_j \rangle = \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(k + \nu_t \frac{\partial \langle u_\alpha \rangle}{\partial x_\alpha} \right) \quad (6)$$

$$-\langle u_i \phi \rangle = \frac{\nu_t}{\sigma_\phi} \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial x_i} \quad (7)$$

где ϕ - скалярная величина, ν_t коэффициент турбулентного переноса импульса, σ_ϕ - турбулентное число Прандтля. В настоящей работе ν_t выражается через k и скорость диссипации энергии турбулентности ε :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

где C_μ - константа. Для замыкания системы уравнений используется $k - \varepsilon$ модель.

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \langle u_\alpha \rangle k)}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\frac{\bar{\rho} \nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_\alpha} \right) = \bar{\rho} G_T - \bar{\rho} \varepsilon \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \langle u_\alpha \rangle \varepsilon)}{\partial x_\alpha} - \left(\frac{\bar{\rho} \nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_\alpha} \right) = \frac{\bar{\rho} \varepsilon}{k} [C_{1\varepsilon} G_T - C_{2\varepsilon} \varepsilon] \quad (10)$$

где

$$G_T = -\langle u_i u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\bar{\rho}^2} \overline{u_i \rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} \quad (11)$$

описывает генерацию турбулентности, вызванную взаимодействием напряжений Рейнольдса и градиентами средней скорости (первый член), и генерацию или подавление турбулентности за счет взаимодействия

турбулентных потоков плотности и градиентов среднего давления (второй член). Турбулентный поток плотности также рассчитывался по градиентной формуле:

$$\overline{u_j \rho'} = -\frac{v_T}{\sigma_\rho} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} \quad (12)$$

Значения констант общеприняты: $c_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_{h=0.9}$, $\sigma_\varepsilon = 1.2$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$.

Рассмотрим теперь граничные и начальные условия для системы уравнений (1)-(4), дополненной моделью турбулентности (9)-(10). У поверхности земли при $z = z_0$ принималось условие прилипания для скоростей и отсутствия потока газа, за исключением его источника. Здесь z_0 - параметр шероховатости. Граничные условия для переменных P и ρ следуют из уравнения теплообмена с подстилающей поверхностью

$$\frac{v_T}{\sigma_T} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} = -\lambda \langle T \rangle - T_g = -q \quad (13)$$

где λ - коэффициент теплоотдачи, T_g - температура подстилающей поверхности. Уравнение для вертикальной составляющей скорости на поверхности Земли вырождается в уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = -\bar{\rho} g, \quad (14)$$

что дает возможность легко определить плотность на нижней границе из уравнения:

$$(R_a(1 - \langle C \rangle) + R_g \langle C \rangle) \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} \langle T \rangle + \bar{P} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} \right) = -\bar{\rho} g. \quad (15)$$

Здесь использовано условие $\partial \langle C \rangle / \partial z = 0$ на поверхности Земли. Градиент температуры в (15) исключается с помощью уравнения теплообмена с поверхностью (13), а температура вычисляется из уравнения состояния по известным давлению, плотности и концентрации. После нахождения граничного значения плотности, граничное значение для давления находится из уравнения гидростатики.

Граничные условия для энергии турбулентности и скорости диссипации находятся из предположения о локальной равновесности развитой турбулентности у Земли. При $z = z_0$:

$$\frac{\partial k}{\partial z} = 0, \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa z_0}, \quad (16)$$

где $\kappa = 0.4$ - постоянная Кармана.

Поток тепла от подстилающей поверхности был параметризован с помощью соотношений для смешанной конвекции, когда коэффициент теплопередачи:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 = \rho_g c_{pg} c_h |U| + C \left((T_g - T_s) (\beta \nu / \text{Pr}) \right)^{1/3} \quad (17)$$

включает λ_1 - коэффициент теплопередачи за счет вынужденной конвекции и λ_2 - за счет свободной конвекции.

Здесь $\rho_g, c_{pg}, T_g, \nu, \text{Pr}$ - плотность, удельная теплоемкость, температура, кинематическая вязкость и число Прандтля газа, $\beta = g / T_g$ - параметр плавучести, T_s - температура поверхности Земли, c_h и C - константы, которые полагались равными 0.003 и 0.1, соответственно.

Для учета взаимодействия облака холодного газа с поверхностным слоем Земли решалась сопряженная задача теплопроводности. Для поверхностного слоя Земли решалось уравнение теплопроводности:

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (18)$$

где ρ_s, c_{ps}, χ - плотность, теплоемкость и теплопроводность почвы, ось z направлена вверх. Граничные условия задавались для уравнения (18) на поверхности и на глубине H , большей, по сравнению с глубиной проникновения возмущений температуры:

$$\rho_s c_s \chi \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = -q, \quad T \Big|_{z=H} = T_\infty \quad (19)$$

На верхней границе области распределение всех величин соответствует невозмущенному выбросом состоянию атмосферы. Расчетная область ориентирована по направлению приземного ветра. На боковых границах, где поток втекает в область, задавались значения невозмущенных полей скорости, давления, и нулевая концентрация газа. На остальных гранях принимались условия Неймана.

В описываемых ниже численных экспериментах в начальный момент времени все метеорологические параметры были заданы в соответствии с логарифмическим распределением ветра при нейтральной стратификации. Начальные условия и условия на поверхности земли в источнике зависели от типа выброса.

3. Численная схема.

Для численного решения системы уравнений (1)-(4), (9)-(10), был применен подход, первоначально предложенный [5] для решения системы уравнений движения невязкого газа. В конечно-разностной схеме расщепления переход на временной n+1 слой осуществляется в 2 этапа. На первом этапе на n+1 слой переводятся скорости и давление. На втором этапе рассчитываются остальные характеристики – плотность, концентрация газа, энергия турбулентности и скорость диссипации. Благодаря такому подходу, на втором этапе скорости в уравнениях неразрывности и переноса примеси берутся уже с n+1 слоя, что позволяет с большой точностью сохранять массу, и несколько повышает устойчивость схемы.

Рассмотрим процедуру решения более подробно. На первом этапе вычислительного процесса один шаг по времени τ расщепляется на шесть дробных шагов (по физическим процессам и направлениям). Соответствующая система уравнений в векторной форме имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \sum_{j=1}^6 \Omega_j \cdot \mathbf{f} = \mathbf{G} \tag{20}$$

где

$$\mathbf{f} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ P \end{bmatrix}, \quad \Omega_i = u_i \frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho^{1-m}} \mathbf{E} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \right)^m \right), \quad i=1,2,3$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} 4/3 & & & \\ & 4/3 & & \\ & & 4/3 & \\ & & & 1 \end{bmatrix}, \quad \Omega_4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \rho c_s^2 \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\Omega_5 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho c_s^2 \frac{\partial}{\partial y} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \Omega_6 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & 0 & \rho c_s^2 \frac{\partial}{\partial z} & 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 + g \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Здесь

$$d_1 = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\rho k) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_i \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v_i \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho v_i \frac{\partial w}{\partial x} \right),$$

$$d_2 = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\rho k) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho v_i \frac{\partial w}{\partial y} \right),$$

$$d_3 = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\rho k) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho v_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v_i \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v_i \frac{\partial v}{\partial z} \right).$$

Параметр m=0 за исключением уравнения для давления, где m=1. Конечно-разностная схема первого этапа записывается в виде:

$$\frac{\mathbf{f}^{n+1} - \mathbf{f}^n}{\tau} + \sum_{j=1}^6 \Omega_{jh}^k (\gamma \mathbf{f}^{n+1} + (1-\gamma) \mathbf{f}^n) = \mathbf{G}^n, \tag{21}$$

где γ - весовой множитель, Ω_{jh}^k - разностный аналог дифференциального оператора в (20), который аппроксимирует исходную систему уравнений с порядком $O(\tau + h^k)$. Все физические величины в операторах Ω_j берутся с предыдущего шага. Приводя уравнение (21) к каноническому виду:

$$(\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \sum_{j=1}^6 \Omega_{jh}^k) \frac{\mathbf{f}^{n+1} - \mathbf{f}^n}{\tau} = - \sum_{j=1}^6 \Omega_{jh}^k \mathbf{f}^n + \mathbf{G}^n \quad (22)$$

и используя факторизацию оператора [7]:

$$\left(\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \sum_{j=1}^6 \Omega_{jh}^k \right) \approx \prod_{j=1}^6 (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{jh}^k), \quad (23)$$

переходим на $n+1$ временной слой с помощью последовательности дробных шагов:

$$\begin{aligned} (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{1h}^k) \xi^{n+1/6} &= - \sum_{j=1}^6 \Omega_{jh}^k \mathbf{f}^n + \mathbf{G}^n \\ (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{2h}^k) \xi^{n+2/6} &= \xi^{n+1/6} \\ (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{3h}^k) \xi^{n+3/6} &= \xi^{n+2/6} \\ (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{4h}^k) \xi^{n+4/6} &= \xi^{n+3/6} \\ (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{5h}^k) \xi^{n+5/6} &= \xi^{n+4/6} \\ (\mathbf{E}_1 + \tau\gamma \Omega_{6h}^k) \xi^{n+1} &= \xi^{n+5/6} \end{aligned} \quad (24)$$

Вектор ξ в системе уравнений (24) определяется как: $\xi^{n+j/6} = (\mathbf{f}^{n+j/6} - \mathbf{f}^n) / \tau$. На первых трех дробных шагах системы уравнений (24) решаются скалярными прогонами. На 4, 5, и 6-м дробных шагах, система уравнений (24) приводится к виду, пригодному для использования скалярных прогонок согласно процедуре, описанной в [7].

На втором этапе численного решения исходной системы уравнений производится расщепление по направлениям уравнений для концентрации, плотности, энергии турбулентности и скорости диссипации. Соответствующие уравнения в векторной форме имеют вид:

$$\frac{\mathbf{f}^{n+1} - \mathbf{f}^n}{\tau} + \sum_{j=1}^3 \Omega_j (\gamma \mathbf{f}^{n+1} + (1-\gamma) \mathbf{f}^n) = \mathbf{G}^n \quad (25)$$

$$\text{где } \mathbf{f} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho C \\ \rho k \\ \rho \varepsilon \end{bmatrix}, \quad \Omega_j = \left\| \begin{array}{c} \frac{\partial u_j^{n+1}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial u_j^{n+1}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho v_t \frac{\partial 1}{\partial x_j} \right) \\ \frac{\partial u_j^{n+1}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho^{n+1} v_t^n \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \\ \frac{\partial u_j^{n+1}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho^{n+1} v_t^n \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \end{array} \right\|, \quad \mathbf{G}^n = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \bar{\rho} G_T - \bar{\rho} \varepsilon \\ \bar{\rho} \frac{\varepsilon}{k} [C_{1\varepsilon} G_T - C_{2\varepsilon} \varepsilon] \end{bmatrix}.$$

Разбиение на дробные шаги для системы уравнений (25) аналогично первым трем шагам (24) и поэтому не приводится.

Отметим преимущество такой схемы перед аналогичной схемой для системы уравнений в переменных скорость, плотность, энтальпия и концентрация предложенной [[1]] и использованной в[3]. В последней уравнения для скалярных переменных должны решаться одновременно с уравнениями для скорости. Предложенная в данной работе процедура позволяет, во-первых, решать уравнения для массы и концентрации, а также уравнения для энергии турбулентности и скорости диссипации, записанные в консервативной форме и, во-вторых, позволяет для уравнений, решаемых на втором этапе, аппроксимировать адвективные члены

полностью неявной схемой. Как показывают расчеты, для систем уравнений (20) и (25) можно использовать различный шаг по времени, что существенно улучшает вычислительную эффективность метода.

4. Результаты расчетов.

Здесь приводятся результаты расчетов для двух сценариев выброса тяжелых газов – мгновенного и продолжительного. В случае мгновенного выброса газ в начальный момент времени находился в объеме, отделенном от воздуха твердыми стенками. Давление газа у верхней крышки резервуара равнялось давлению в окружающем воздухе. При продолжительном выбросе предполагалось, что газ со скоростью значительно меньшей скорости ветра поступал в атмосферу через отверстие на уровне поверхности Земли. В источнике задавались температура и плотность газа при атмосферном давлении.

В работе проводилось сопоставление результатов расчетов мгновенного изотермического выброса в покоящейся атмосфере с данными лабораторного эксперимента [12] и натурального эксперимента в Портон-Дауне [11]. Лабораторный эксперимент состоял в изучении распространения облака хладона-12 после мгновенного выброса объемов газа от 0.034 м^3 до 0.134 м^3 и различной начальной плотностью (от $\rho_0 = 2.2\rho_a$ до $\rho_0 = 4.2\rho_a$). Источником газа был цилиндр, высота которого равнялась диаметру. В натурном эксперименте куб, объемом 40 м^3 со стенками из синтетической пленки заполнялся смесью хладон-воздух. Растекание газа начиналось после мгновенного опадания боковых стенок. На рисунке 1 представлено сравнение радиуса облака, рассчитанного моделью, с данными лабораторных и натурального экспериментов. Следуя [12] на рис.1 радиус облака нормализован на линейный масштаб $l = V_0^{1/3}$, где V_0 - начальный объем облака, а время на $T_0 = V_0^{1/6} (g\Delta\rho / \rho_a)^{-1/2}$. Здесь $\Delta\rho = \rho_g - \rho_a$ - разность плотности газа ρ_g и воздуха ρ_a . Радиус облака по данным расчетов оценивался по концентрации 1% от максимального значения в облаке в данный момент времени. Как следует из рисунка, результаты расчетов неплохо согласуются и с лабораторными экспериментами [12] и с экспериментом Porton №8 [11]. Отклонение кривой Porton №8 от лабораторных экспериментов и расчетов при больших временах объясняется способом визуального определения границы облака. При $t^* \geq 20$ расчеты и эксперименты хорошо аппроксимируются прямой

$$R^{*2} - R_0^{*2} \sim t \quad (26)$$

Она соответствует инерционной стадии гравитационного растекания осесимметричной интрузии, происходящем со скоростью $dR/dt = C_E \sqrt{gH\Delta\rho / \rho_a}$, когда эффектами вовлечения и трения о подстилающую поверхность можно пренебречь. Эмпирическая постоянная $C_E = 1.16$, что сравнимо с теоретическим значением $C_E = \sqrt{2}$ [8].

Расчеты дисперсии изотермического тяжелого газа в атмосферном пограничном слое в результате непрерывного истечения газа сравнивались с лабораторным экспериментом [[12]], в котором изучалась дисперсия CO_2 , в аэродинамической трубе. Газ, плотность которого при атмосферном давлении в 1.52 раза больше плотности воздуха, поступал через отверстие на поверхности Земли, диаметром 0.11 м с вертикальной скоростью 0.06 м/с. Скорость потока на высоте 1 м. равнялась 0.5 м/с. В этом эксперименте изучалось воздействие тяжелого газа на турбулентность в приземном слое атмосферы. В эксперименте измерялись вертикальные профили концентрации, средней скорости, а также среднеквадратичных флуктуаций продольной и вертикальной составляющих скорости на различных расстояниях от источника.

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных и рассчитанных значений продольной составляющей средней скорости и среднеквадратичной пульсации вертикальной составляющей скорости. Поскольку в представленной модели использовалась изотропная модель турбулентности, на нижнем графике по оси x отложено значение $\sqrt{(2/3)k}$. Хорошо видно, как подавление турбулентности в облаке приводит к изменению профиля средней скорости. В эксперименте было отмечено, что тяжелый газ, покрывая элементы шероховатости на поверхности аэродинамической трубы, начинает служить как бы новой подстилающей поверхностью для обтекающего газ потока воздуха. Из рисунка видно, что изменившийся за счет присутствия тяжелого газа профиль скорости соответствует течению с меньшим трением, чем профиль скорости невозмущенной атмосферы. При этом, максимальное изменение энергии турбулентности и сил трения происходит на границе тяжелого облака и воздуха, где стратификация максимальна.

Моделирование влияния теплообмена с подстилающей поверхностью на динамику тяжелого газа проводилось на примере растекания облака холодного природного газа, образованного в результате истечения сжиженного природного газа (СПГ) из трубы в эксперименте BURRO-8 [[9]], и его последующего испарения. В

модели принималось, что газ, находящийся при температуре кипения $T_{g0} = 110^\circ K$, в течение некоторого времени поступал из источника, находящегося на уровне поверхности земли с постоянной скоростью. Скорость ветра на высоте 2 м. была равна 1.8 м/с. На рис. 3 представлены вертикальные профили температуры, рассчитанные моделью для двух случаев: без учета и с учетом притока тепла от поверхности земли соответственно. Как видно из рисунков, влияние потока тепла на динамику облака газа существенно: с одной стороны нагревание газа подстилающей поверхностью приводит к поднятию центра масс облака, что проявляется в более высоком положении изолиний в случае с теплообменом. С другой стороны, это нагревание уменьшает роль гравитационных эффектов.

На рис. 4 представлены поперечные сечения концентрации в эксперименте BURRO, рассчитанные моделью без теплообмена, с теплообменом за счет вынужденной конвекции и с теплообменом за счет смешанной конвекции соответственно. Из рисунка видно, что влияние свободной конвекции на динамику облака существенно. Нагрев облака приводит к подъему центра масс облака и уменьшению гравитационных эффектов. Представленные на этом же рисунке экспериментальные данные подтверждают этот результат.

На рис.5 приведено распределение температуры поверхности Земли при $t = 100$ с, рассчитанное при учете только вынужденной конвекции и при смешанной конвекции. Как видно из представленных на рисунке результатов, в случае учета только вынужденной конвекции максимальное охлаждение земной поверхности составляет около 4% от невозмущенной температуры Земли, что согласуется с оценками, приведенными [2] на основании аналитического решения [10]. В случае смешанной конвекции максимальное охлаждение земной поверхности составляет уже около 12%. Хотя эффект по-прежнему невелик, он показывает существенное влияние обоих составляющих теплообмена: свободной и вынужденной конвекции на охлаждение земной поверхности.

4. Выводы

В работе представлена численная трехмерная модель распространения холодного тяжелого газа в турбулентном приземном слое атмосферы в переменных скорость-давление-плотность-концентрация. Турбулентность параметризуется с помощью $k-\epsilon$ модели, а теплообмен с земной поверхностью – с помощью соотношений для смешанной конвекции. Решалась сопряженная задача теплообмена холодного газа и поверхностного слоя Земли. Для численного решения системы уравнений модели применена консервативная (по массе) неявная конечно-разностная схема расщепления по физическим процессам и направлениям. Показана эффективность использованного численного метода.

Приведены результаты моделирования динамики облака тяжелого газа, возникшего в результате как мгновенного, так и продолжительного выбросов в приземный слой атмосферы. Исследовано взаимодействие облака тяжелого газа с атмосферным приземным слоем. Оказалось, что в результате подавления турбулентности за счет устойчивой стратификации в облаке уменьшается напряжение трения на границе облака и воздуха и, следовательно, изменяется профиль скорости. Воздух начинает скользить по верхней границе тяжелого облака покрывающего шероховатую подстилающую поверхность, напряжение трения на которой существенно меньше, чем в невозмущенном пограничном слое. Исследовано влияние теплообмена с Землей на динамику облака холодного газа. Найдено, что неадиабатичность приводит к существенному уменьшению плавучести облака и скорости его гравитационного растекания. Численные расчеты сопряженной задачи теплообмена холодного газа и поверхностного слоя Земли показали, что даже для небольших характерных времен учет свободной конвекции существенно меняет степень охлаждения поверхности Земли.

Литература

- [1] Едигаров А.С. Численный расчет турбулентного течения холодного тяжелого газа в атмосфере. ЖВММФ, 31, №9, 1369-1380.
- [2] Ковалец И.В. О влиянии теплообмена с Землей на распространение холодного тяжелого газа в атмосфере. Прикладная гидромеханика, 3(75), № 2 (в печати).
- [3] Ковалец И. В., Мадерич В. С. Динамика и энергетика распространения тяжелого газа в приземном слое атмосферы. Прикладная гидромеханика, 2(73), №4, 1999, 12-20.
- [4] Ковалец И.В., Мадерич В.С.. Численная трехмерная модель распространения тяжелого газа в атмосфере с использованием консервативных схем расщепления. Прикладная гидромеханика, 3(75), №1, 28-36.
- [5] Ковеня В.М., Яненко Н.Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Наука, Новосибирск, 1981.
- [6] Марчук Г.И. Методы расщепления. Наука, Москва, 1988.

- [7] Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Наука, Новосибирск, 1967.
- [8] Britter R. E. Atmospheric dispersion of dense gases. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 21, 1989, 317-344.
- [9] Koopman R., et al. Description and analyses of Burro Series 40 m³ LNG spill experiments. Lawrence Livermore National Laboratory. Preprint, UCRL-53186, Livermore, USA, 1981.
- [10] Nielsen M., Soren O. Heat transfer in large-scale heavy gas dispersion. *J. Hazardous Materials*, A67, 1999, 41-58.
- [11] Picknett R.G. Dispersion of dense gas puffs released in the atmosphere at ground level. *Atmos. Environment*, 18, 1981, 509-525.
- [12] Spicer T.O., Havens J.A. Modeling the Phase 1 Thorney Island experiments. *J. Hazardous Materials*, 11, 1982, 237-260.
- [13] Zhu G., Arya P., Snyder W.H. An experimental study of the flow structure within a dense gas plume. *J. Hazardous Materials*, 62, 1998, 161-186.

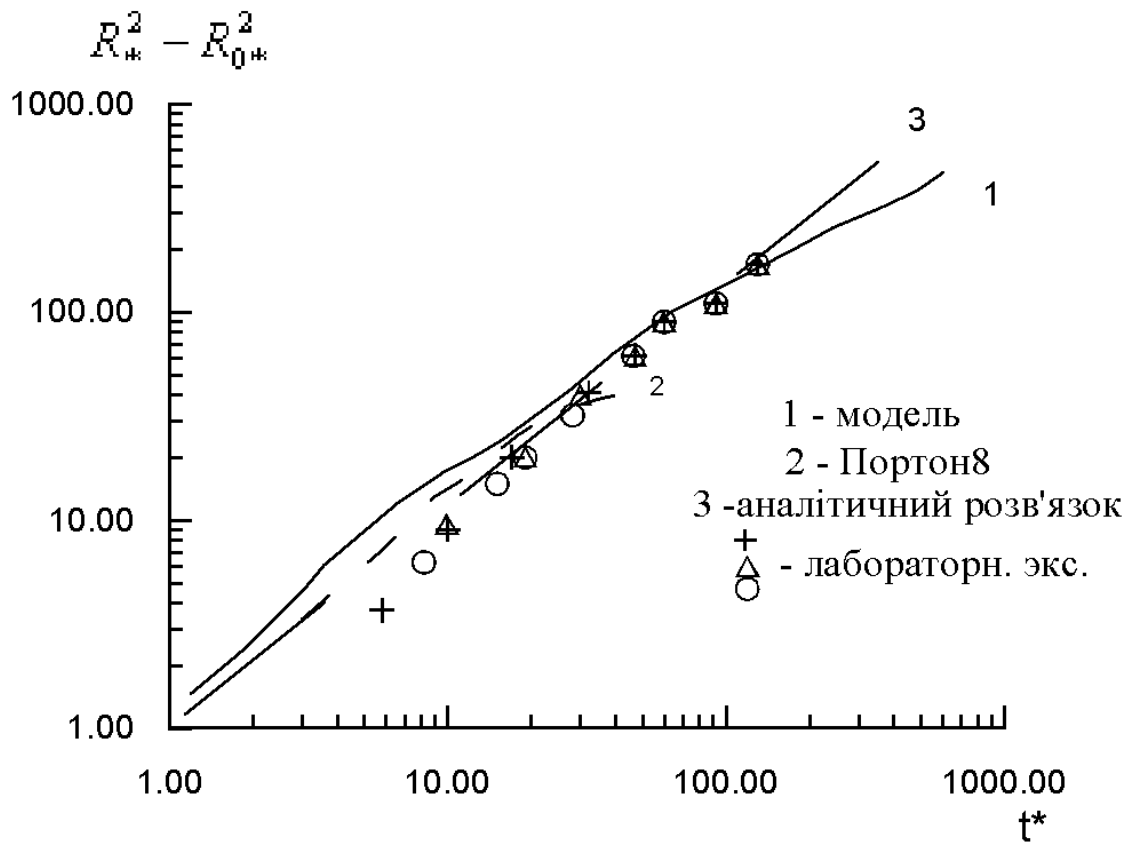


Рис. 1. Сравнение рассчитанного безразмерного радиуса облака с лабораторным экспериментом [12], натурным экспериментом [11] и автомодельным решением (26).

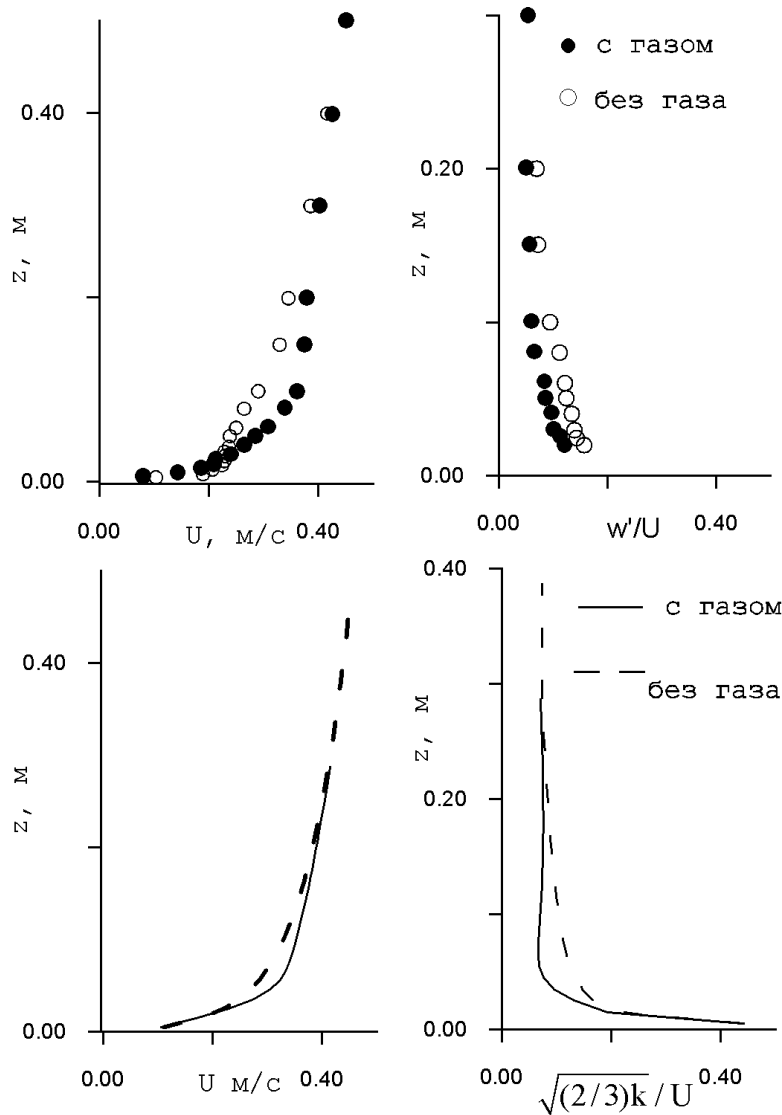


Рис. 2. Сравнение экспериментальных (верхние рисунки) [13] и расчетных (нижние рисунки) вертикальных профилей средней скорости и интенсивности турбулентных пульсаций.

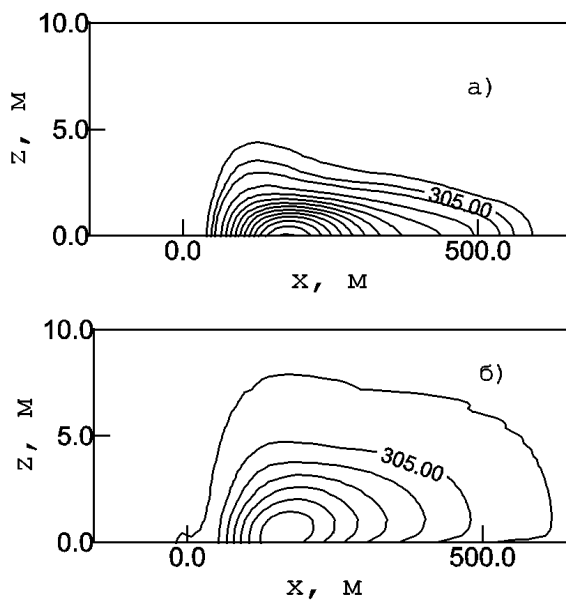


Рис. 3. Рассчитанные вертикальные профили температуры для $t=300$ с, без теплообмена (а) и с учетом теплообмена (б) с поверхностью Земли для условий эксперимента BURRO-8. Изолинии проведены с интервалом 2° К

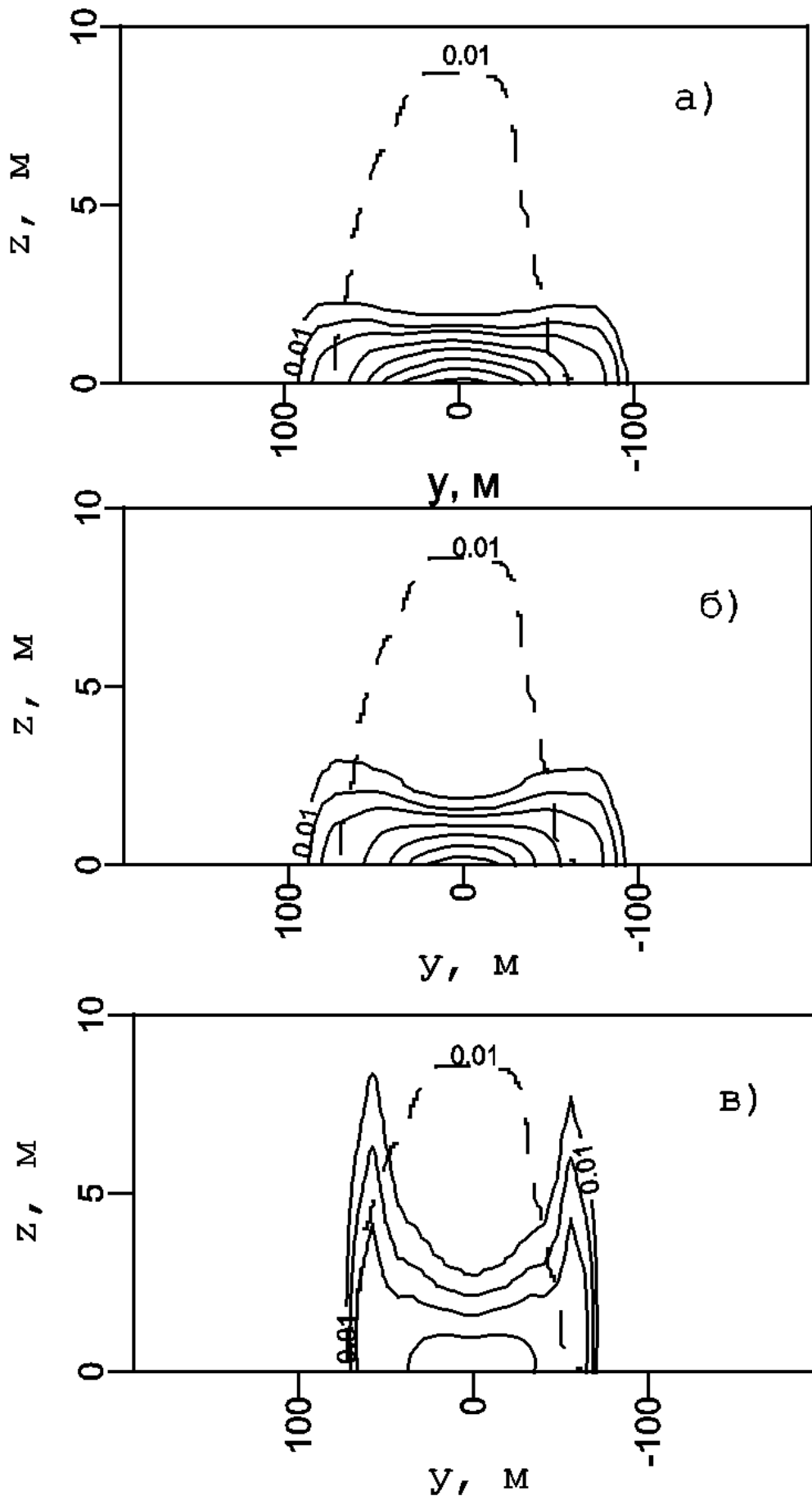


Рис. 4. Поперечные профили концентрации в эксперименте BURRO-8 при $t = 100$ с. а) Расчет без учета теплообмена; б) Расчет с учетом вынужденной конвекции; в) Расчет с учетом смешанной конвекции. Пунктирная линия – экспериментальные данные.

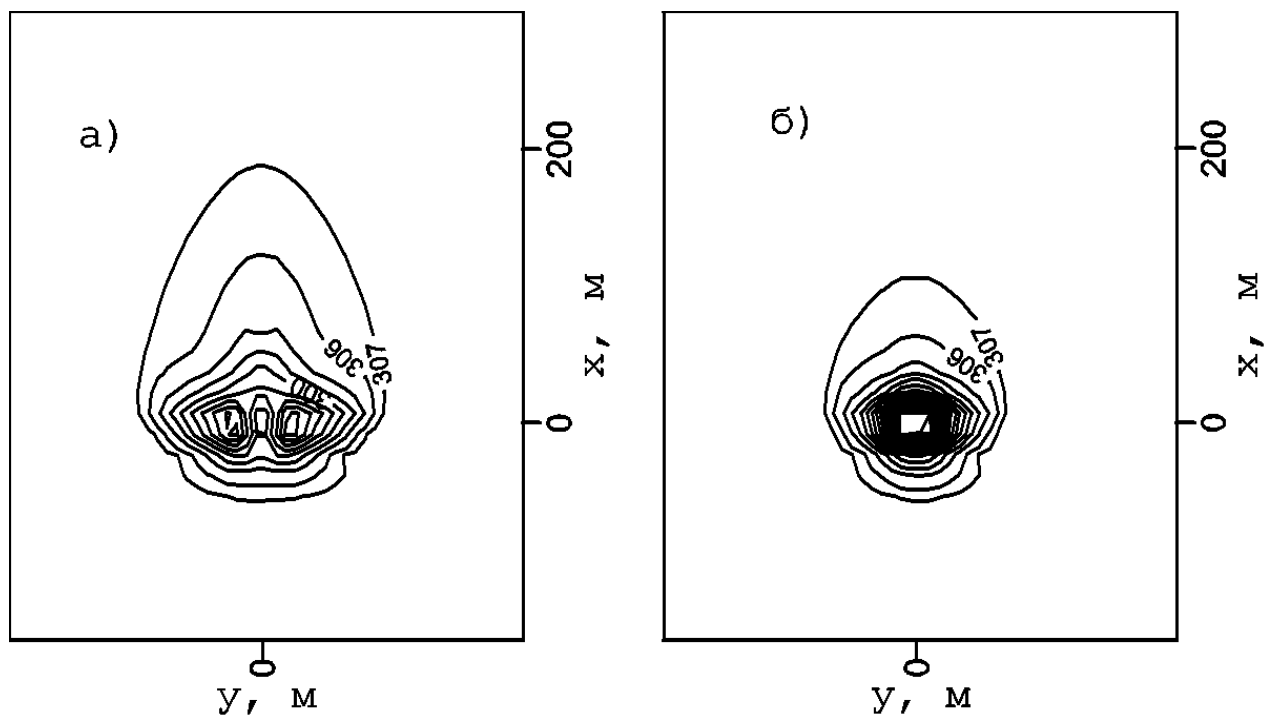


Рис. 5. Температура поверхности Земли в при $\tilde{t} = 0.0015$,а) с учетом вынужденной конвекции, $T_{\min} = 295^\circ\text{K}$, б) с учетом смешанной конвекции, $T_{\min} = 270^\circ\text{K}$