

ГРНТИ 517.9: 004.9; 519.711.3; 504.75.05

Численное моделирование эволюции облака при наземном взрыве ракеты-носителя

Жакебаев Д.Б., PhD, заведующий кафедрой, Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
г. Алматы, Республика Казахстан, +77017537477, E-mail: dauren.zhakebayev@gmail.com
Каржаубаев К.К., докторант, Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
г. Алматы, Республика Казахстан, +77073569961, E-mail: kairzhan.k@gmail.com
Жубат К.Ж., PhD, РГП Научно-исследовательский центр «Ғарыш-Экология»
г. Алматы, Республика Казахстан, +77015157915, E-mail: zhubat@mail.ru
Абдибекова А.У., PhD, Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
г. Алматы, Республика Казахстан, +77029299933, E-mail: a.aigerim@gmail.com

В данной работе рассматривается эволюция облака под действием силы плавучести, с учетом турбулентного перемешивания и адиабатического расширения. Численное моделирование осуществляется на основе решения трехмерного отфильтрованного нестационарного уравнения Навье-Стокса, уравнения неразрывности, уравнения концентрации, уравнения энтальпии, уравнения состояния для сжимаемых сред. Модифицированный решатель основан на библиотеке решения задач математической физики OpenFOAM. Для замыкания основных уравнений используется вязкостная модель турбулентности. Получена зависимость высоты подъема огненного шара в атмосфере от термодинамических параметров, при взрыве ракеты-носителя «Протон-М» 2-го июля 2013г.

Ключевые слова: взрыв, Протон-М, эволюция, облако, турбулентность.

Тасымалдаушы-ракетаның жер үсті жарылыс кезіндегі бұлт эволюциясын сандық модельдеу

Жакебаев Д.Б., PhD доктор, кафедра менгерушісі, әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
Алматы қ., Қазақстан Республикасы, +77017537477, E-mail: dauren.zhakebayev@gmail.com
Қаржаубаев Қ.К., PhD докторант, әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
Алматы қ., Қазақстан Республикасы, +77073569961, E-mail: kairzhan.k@gmail.com
Жұбат Қ.Ж., PhD, «Ғарыш-Экология» ғылыми-зерттеу орталығы» РМК,
Алматы қ., Қазақстан Республикасы, +77015157915, E-mail: zhubat@mail.ru
Абдибекова А.У., PhD, әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
Алматы қ., Қазақстан Республикасы, +77029299933, E-mail: a.aigerim@gmail.com

Осы мақалада турбулентті араластыру және адиабатикалық кеңеюді ескере отырып, күшейту күш әсерінен бұлттың эволюциясы қарастырылады. Сандық модельдеу үшөлшемді фильтрлі стационарлық емес Навье-Стокс теңдеуін, үздіксіздік теңдеуін, концентрация теңдеуін, энтальпия теңдеуін, қысылатын орта үшін күй теңдеуін шешу негізінде жүзеге асырылады. Өзгертілген шешуші OpenFOAM математикалық физика кітапханасына негізделген. Негізгі теңдеулерді жабу үшін турбуленттіліктің тұтқыр моделі қолданылады. 2013 жылғы 2 шілдеде «Протон-М» зымыран тасығышының жарылысы кезінде термодинамикалық параметрлер бойынша атмосфераға өрт сөндіру биіктігінің тәуелділігі алынды.

Түйін сөздер: жарылыс, протон-М, эволюция, бұлт, турбуленттілік.

Numerical simulation of the clouds evolution in the ground explosion of the carrier-rocket

Zhakebayev D.B., doctor PhD, head of the department, al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Republic of Kazakhstan, +77017537477, E-mail: dauren.zhakebayev@gmail.com
Karzhaubayev K.K., PhD doctoral student, al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Republic of Kazakhstan, +77073569961, E-mail: kairzhan.k@gmail.com

Zhubat K.Zh., doctor of philosophy PhD, RSE Scientific and Research Center "Garish-Ecology
Almaty, Republic of Kazakhstan, +77015157915, E-mail: zhubat@mail.ru
Abdibekova A.U., PhD, al-Farabi Kazakh National University,
Almaty, Republic of Kazakhstan, +77029299933, E-mail: a.aigerim@gmail.com

In this paper, the evolution of a cloud under the influence of the buoyancy force is considered, taking into account turbulent mixing and adiabatic expansion. Numerical simulation is carried out on the basis of the solution of the three-dimensional filtered non-stationary Navier-Stokes equation, the continuity equation, the concentration equation, the enthalpy equation, and the equation of state for compressible media. The modified solver is based on the OpenFOAM mathematical physics library. To close the basic equations, a viscous model of turbulence is used. The dependence of the height of the lifting of the fireball in the atmosphere on the thermodynamic parameters, during the explosion of the Proton-M rocket carrier on July 2, 2013, was obtained.

Key words: *explosion, proton-M, evolution, cloud, turbulence.*

1 Введение

Аварийные падения ракет-носителей часто сопровождаются наземным взрывом, при котором образуется газопылевое облако. Невозможность проведения экспериментальных замеров механического и химического состава облака, его температуры, взаимодействия с окружающей средой, в связи со скоротечностью процесса образования и распространения облака, обуславливают необходимость применения методов математического моделирования. Изучение процесса поднятия огненного шара под действием силы Архимеда, с учетом турбулентного перемешивания и адиабатического расширения, несмотря на большое количество публикаций на данную тематику, остается актуальной задачей для исследователей. Впервые проблема подъема облака атомного взрыва была рассмотрена в работах (Sutton, 1947:20-22), (Machta, 1950: 215-216) Сэттона и Мечта, где предполагается, что подъем облака вызывается силой Архимеда, а охлаждение происходит в результате адиабатического расширения и перемешивания с окружающим воздухом. Циркуляция в облаке и влияние инерции не учитываются, а также приводится аналитический метод определения величин максимальной высоты подъема огненного шара. В работах (Вулис, 1956: 22-23), (Ершин, 1959: 21-23) был исследован процесс распространения турбулентной струи газа в среде иной плотности и начальный участок турбулентной струи сжимаемого газа, где на поверхности огненного шара происходит турбулентное перемешивание нагретого воздуха, заключенного внутри кольца, и холодного окружающего воздуха. Проблема движения вихревого кольца, образовавшегося после взрыва, под действием силы тяжести была теоретически исследована в работе (Онфуриев, 1967: 3-15), где рассмотрен случай малой разности плотностей внутри и вне облака, а также случай, когда разность плотностей велика. Образовавшийся после взрыва от ударной волны объем горячего воздуха, так называемый огненный шар, после увеличения до определенного размера стремится вверх, образуя вихревое кольцо. В случае, когда облако образовано у поверхности Земли, его поднятие сопровождается поднятием пылевого столба, придающего грибообразную форму. Основная действующая сила для поднятия облака - это сила Архимеда, которая возникает при разной плотности воздуха, как внутри облака, так и вне облака, в атмосфере. Но, помимо силы Архимеда, из-за существования вихревого кольца циркуляции, на облако действует сила Жуковского, направленная перпендикулярно к направлению скорости движения элемента кольца. Горизонтальная составляющая этой силы растягивает вихревое кольцо в стороны, а вертикальная - несколько тор-

мозит подъем кольца. Температура воздуха в начале подъема велика, затем падает из-за адиабатического расширения. В результате исследования были получены зависимости вертикальной и горизонтальной составляющих скорости движения от времени, а также геометрические размеры облака в зависимости от мощности взрыва. Исследование эволюции крупномасштабных термик в неоднородной атмосфере, образующихся при мощных взрывах, в рамках приближения Буссинеска выполнено в работе (Гостинцев, 1987:47-49). В вышеупомянутых работах (Онфуриев, 1967: 3-15), (Гостинцев, 1987:47-49) использовалось приближение Буссинеска, при котором плотность считается постоянной во всех слагаемых уравнения движения, где плотность пропорциональна градиенту температуры. Однако приближение Буссинеска применимо только для описания течений с относительно небольшими изменениями температуры и малыми значениями параметра гидростатической сжимаемости (Лапин, 1989: 368-369). С появлением относительно доступных вычислительных устройств появились работы, в которых для описания процесса подъема взрывного облака были использованы более сложные модели (Лапин, 1989: 368-369), (Zatevakhin, 2001: 532-539), (Веремей, 2007: 792-806) основанные на уравнениях Навье-Стокса для сжимаемых газов. Физически использование сжимаемой постановки в уравнениях приводит к более адекватным результатам, поскольку плотность не всегда является линейной функцией градиента температуры. В данной работе рассматривается поднятие огненного шара под действием силы Архимеда, с учетом турбулентного перемешивания и адиабатического расширения. Температура воздуха в начальный момент вихревого кольца очень велика, со временем она падает за счет адиабатического расширения, т.е. уменьшения давления с высотой и за счет турбулентного перемешивания нагретого и холодного воздуха. Под действием силы Архимеда огненный шар нагретого воздуха будет подниматься в атмосферу до момента выравнивания температуры, плотности газовых компонентов внешнего и внутреннего нагретого и холодного воздуха за счет конвективного и диффузионного перемешивания. Температурой охлаждения из-за теплового излучения можно пренебречь, поскольку длина пробега излучения значительно больше размеров облака. Численное моделирование формирования облака осуществляется на основе решения трехмерного отфильтрованного нестационарного уравнения Навье-Стокса, уравнения неразрывности, уравнения концентрации, уравнения энтальпии, уравнения состояния для сжимаемых сред. Для замыкания основных уравнений используется вязкостная модель турбулентности. Основной проблемой в рассматриваемой задаче является корректное описание процессов турбулентного переноса. В настоящей работе сделана попытка решить эту проблему путем использования метода крупных вихрей. Представлены результаты численного моделирования формирования облака, образовавшегося при наземном взрыве ракеты-носителя «Протон-М» 2-го июля 2013 г. В позиционном районе космодрома «Байконур». Показана зависимость высоты подъема огненного шара в атмосфере от термодинамических параметров. Проведено сравнение высоты поднятия облака в зависимости от мощности взрыва с аналитической формулой Сэттона, которая применима для взрывов малых мощностей (q [0.1:1000] тонн). Мощность взрыва рассчитана от размеров воронки.

2 Материал и методы

2.1 Постановка задачи

Пусть в начальный момент времени у поверхности земли находится огненный шар, обозначаемый областью - G , радиусом - R , начальной температурой шара - T_1 , и начальной объемной плотностью газовых фаз сухого воздуха - ρ_d и влажного воздуха - ρ_w , температура окружающей среды - T_1 (рисунок 1).

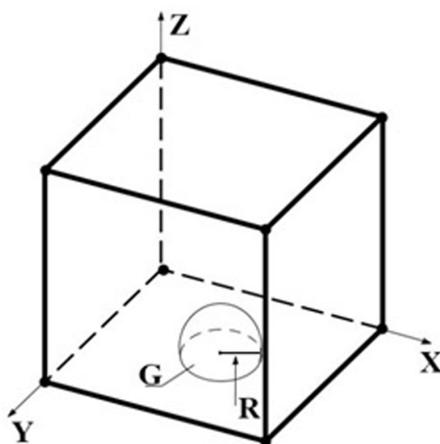


Рисунок 1 - Схематичная иллюстрация постановки задачи.

Для решения рассматриваемой задачи используются следующие уравнения:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla(\rho_m u_m) = 0 \quad (1)$$

где скорость смеси газовой фазы u_m , плотность воздуха $\rho_m = \rho_w + \rho_d$, $u_m = \frac{\mu_m}{\rho_m}$ - динамическая вязкость, $\mu_m = \mu_* \left(\frac{T}{T_*}\right)^w$, где μ_* - значение динамической вязкости при температуре T_* , $\rho_d = \sum_{\alpha=1} \hat{N}_\alpha S_\alpha \rho_\alpha$; $\sum_{\alpha=1} \hat{N}_\alpha S_\alpha = 1$ - объемная плотность газовой фазы сухого воздуха, $\rho_w = \sum_{\beta=1} \hat{N}_\beta S_\beta \rho_\beta$; $\sum_{\beta=1} \hat{N}_\beta S_\beta = 1$ - объемная плотность газовой фазы водяного пара, $\rho_\alpha = \rho_{*\alpha} (1 - \gamma(T - T_*))$, $\alpha = 1, \dots, N_\alpha$; $\rho_\beta = \rho_{*\beta} (1 - \gamma(T - T_*))$, $\beta = 1, \dots, N_\beta$, также $\rho_{*\alpha}$, $\rho_{*\beta}$ - плотность газовых компонентов сухого воздуха и влажного воздуха соответственно, при $T_* = 20$.

Уравнение концентрации:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m S_\alpha)}{\partial t} + \nabla(\rho_m u_m S_\alpha) &= 0, \alpha = 1, \dots, N_\alpha \\ \frac{\partial(\rho_m S_\beta)}{\partial t} + \nabla(\rho_m u_m S_\beta) &= 0, \beta = 1, \dots, N_\beta \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнение движения:

Закон сохранения количества движения может быть записан с достаточной точностью в виде:

$$\frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial t} + \nabla(\rho_m u_m \otimes u_m + \rho_m \mathbf{T}_r) = -\nabla p + \nabla \mathbf{T} + \rho_m g \quad (3)$$

где g - ускорение происходит под действием силы тяжести, \mathbf{T} - тензор напряжений газовой фазы, t - время, p - давление.

Уравнение энтальпии:

$$\frac{\partial(\rho_m h_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m h_m u_m) + \nabla \cdot (q - \mathbf{T} \cdot u_g) = \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial(\rho_m K_m)}{\partial t} - \nabla \cdot (\rho_m K_m u_m) + \rho_m (g \cdot u_m) \quad (4)$$

где энтальпия смеси газовой - h_m , тепловой поток в газовой фазе - $q = -k_g \Delta T$, здесь - $k_g = \sum_{i=1}^{N_I} \chi_i k_i$, k_i - проводимость i -го компонента, T - температура, $K_m = \frac{1}{2}[u_m]^2$ - кинетическая энергия на единицу массы газовой фазы.

Уравнение температуры:

$$T = \frac{h_m}{\frac{1}{\rho_m} \sum_{i=1}^I \rho_i C_i + \frac{1}{\rho_m} \sum_{i=1}^I \rho_i R_i} \quad (5)$$

где C_i - теплоемкость газовой фазы при постоянном объёме.

Уравнение давления:

Выполняется уравнение состояния идеального газа:

$$P = \frac{R_*}{M_{rd}} \rho_d T + \frac{R_*}{M_{rw}} \rho_w T = R_* T \left(\frac{\rho_d}{M_{rd}} + \frac{\rho_w}{M_{rw}} \right) \quad (6)$$

где $R_* = 8.3144598$, $M_{rd} = \sum_{\alpha}^{N_{\alpha}} S_{\alpha} M_{r\alpha}$, $M_{rw} = \sum_{\beta}^{N_{\beta}} S_{\beta} M_{r\beta}$

Начальные условия:

$$\begin{aligned} u_i(x_1, x_2, x_3, t=0) &= u_0(x_1, x_2, x_3), (x_1, x_2, x_3) \in G, \\ u_i(x_1, x_2, x_3, t=0) &= 0, (x_1, x_2, x_3) \notin G, \\ T(x_1, x_2, x_3, t=0) &= T_1, (x_1, x_2, x_3) \in G, \\ T(x_1, x_2, x_3, t=0) &= T_0, (x_1, x_2, x_3) \notin G, \\ S_{\alpha}(x_1, x_2, x_3, t=0) &= \frac{\rho_{\alpha}}{\rho_m}, \alpha = 1, \dots, N_{\alpha}, \\ S_{\beta}(x_1, x_2, x_3, t=0) &= \frac{\rho_{\beta}}{\rho_m}, \beta = 1, \dots, N_{\beta}, \end{aligned}$$

Граничные условия:

$$\frac{\partial u_i}{\partial n} = 0, \frac{\partial S_{\alpha}}{\partial n} = 0, \frac{\partial S_{\beta}}{\partial n} = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0, i = 1, 2, 3, \alpha = 1, \dots, N_{\alpha}, \beta = 1, \dots, N_{\beta}.$$

2.2 Алгоритм определения начального значения температуры огненного шара.

Уравнение полной энергии состоит из удельной внутренней энергии и кинетической энергий. Предположим в этой задаче кинетическая энергия $E_k = 0$:

$$E = U \quad (7)$$

где $E = 0,25 \cdot q \cdot t_{ВЗ}$ - энергия взрыва; $t_{ВЗ}$ - время взрыва; q - мощность взрыва.

Одна треть всей выделившейся при взрыве энергии испускается в виде излучения (Garnier,2009:1-276). В итоге энергия, заключенная в огненном шаре к началу его подъема, составляет примерно одну четверть от всей энергии взрыва.

Удельная внутренняя энергия при адиабатическом процессе выражается:

$$U = C_v(T_1 - T_0) \quad (8)$$

здесь C_v - теплоемкость газа в процессах с постоянным объемом, T_1 - температура окружающей среды, при различных значений начальной температуры T_0 огненного шара.

Подставляя уравнения (8) в уравнение (9), получим начальное значение температуры огненного шара:

$$T_0 = \frac{E}{C_v} + T_1 \quad (9)$$

2.3 Метод крупных вихрей

Применяя фильтр к основным уравнениям (1)-(6), получены следующие уравнения (10 - 11):

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \overline{\rho_m}}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_m} \cdot \overline{u_m}) = 0 \quad (10)$$

Уравнение концентрации:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m S_\alpha)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m h_m S_\alpha) &= -\nabla \cdot G_\alpha, \alpha = 1, \dots, N_\alpha \\ \frac{\partial(\rho_m S_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m h_m S_\beta) &= -\nabla \cdot G_\beta, \beta = 1, \dots, N_\beta \end{aligned} \quad (11)$$

где $G_\alpha = \overline{\rho_m(S_\alpha u_m - S_\alpha \overline{u_m})} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \Delta \overline{S_\alpha}$, $G_\beta = \mathbf{B}(\overline{S_\beta u_m} - \overline{S_\beta} \overline{u_m}) = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \Delta \overline{S_\beta}$ описывают вклад подсеточных турбулентных масштабов для уравнении концентрации компонент газа.

Закон сохранения количества движения может быть записан с достаточной точностью в виде:

$$\frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m u_m \otimes u_m + \rho_m \mathbf{T}_r) = -\nabla p + \nabla \mathbf{T} + \rho_m g - \nabla \mathbf{B} \quad (12)$$

где $\mathbf{B} = \overline{\rho_m(u_m \otimes u_m - \overline{u_m} \otimes \overline{u_m})} = \frac{2}{d} K_t \mathbf{I} - 2\mu_t \mathbf{S}_m$ - подсеточный тензор, отвечающий за мелкомасштабные структуры, которые нужно моделировать.

Уравнение энтальпии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m h_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m h_m u_m) + \nabla \cdot (q - \mathbf{T} \cdot u_g) = \\ = \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial(\rho_m K_m)}{\partial t} - \nabla \cdot (\rho_m K_m u_m) + \rho_m (g \cdot u_m) - \nabla \cdot (Q + Q_K) \end{aligned} \quad (13)$$

где $Q = \overline{\rho_m (\overline{h_m u_m} - \overline{h_m} \cdot \overline{u_m})} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \Delta \overline{h_m}$, $Q_K = \overline{\rho_m (\overline{K_m u_m} - \overline{K_m} \cdot \overline{u_m})} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \Delta \overline{K_m}$ - описывают вклад подсеточных турбулентных масштабов (Онуфриев, 1967:3-15), (Piscaglia, 2013:926-940), Pr_t - турбулентное число Прандтля, μ_t - турбулентная вязкость.

2.4 Численный метод

Для получения нестационарных полей неизвестных переменных проводится трехмерное численное моделирование уравнения (Moin, 1991:2746-2757), (Nicoud, 1999:183-200), (Piscaglia, 2013:926-940) с указанными начальными и граничными условиями.

Реализация численного алгоритма проведена на основе метода конечных объемов на неструктурированной сетке с использованием библиотеки классов OpenFOAM для языка C++ имеющей открытую лицензию GPL. Благодаря высокому уровню абстракции с применением шаблонов языка C++ библиотека OpenFOAM позволяет быстро создавать эффективные решатели и утилиты для пре и пост обработки результатов моделирования. Классы и функции в библиотеке OpenFOAM имеют неявные средства для распараллеливания вычислительных процедур, благодаря которым проведение численного расчета на многопроцессорных вычислительных системах не требует специфичных адаптаций в программном коде.

В методе конечных объемов (Ferziger, 2002: 251-253) дифференциальные уравнения в частных производных интегрируются по объему произвольной ячейки, после чего применяется теорема Гаусса-Остроградского для перевода объемных интегралов в поверхностные.

При вычислении потоков через границы конечного объема необходимо интерполировать неизвестные значения на каждую грань конечного объема. От выбора метода интерполирования зависят такие характеристики как точность и устойчивость. Интегрирование по времени проводится с помощью схемы Кранка-Николсона, число Куранта поддерживалось на уровне 0.5.

Для обеспечения устойчивости численного расчета применялись неявные схемы, как для конвективных, так и для диффузионных слагаемых.

Для связывания полей скорости и давления, а так же для выполнения закона сохранения массы использовалась процедура PISO (Issa, 1986 : 66-82). В уравнениях движения и сохранения массы используются явные представления полей давления и силы тяжести. Пространственная дискретизация имеет второй порядок точности.

Алгоритм PISO состоит из одного шага предиктора и нескольких шагов корректоров. В шаге предиктор находится промежуточное поле скорости с использованием поля давления из предыдущего временного слоя. На каждом шаге корректора производится коррекция поля скорости и давления для увеличения точности и уменьшения дефекта массы в уравнении сохранения.

Система линейных алгебраических уравнений, полученная в результате дискретизации уравнения переноса, решается методом сопряженных градиентов с предобуславливателем Халецкого для уравнения давления и методом бисопряженных градиентов с предобуславливателем неполной LU факторизации.

Алгоритм численного решения разработан следующим образом:

1. Решение уравнения сохранения для плотности смеси явным методом, используя потоки с предыдущего временного слоя.
2. Решение уравнения переноса для газовых составляющих.
3. Решение уравнения сохранения импульса, используя поле давления с предыдущей итерации.
4. Решение уравнения переноса энтальпии, используя поле давления с предыдущей итерации.
5. Решение уравнения Пуассона для давления.
6. Модификация полей плотности и скорости на основе нового поля давления.
7. Возобновление итерации с шага 5 для уменьшения дефекта масс в уравнении сохранения массы.
8. Вычисление подсеточной вязкости.
9. Оценка точности решения и переход на шаг 2 в случае необходимости.

3 Результаты и обсуждение

Представлены результаты численного моделирования образования и динамики облака, образовавшегося при наземном взрыве ракеты-носителя. Были использованы условия аварии РН «Протон-М» 2-го июля 2013 г. Определена динамика изменения высоты подъема огненного шара в атмосфере зависимости от термодинамических параметров. Проведено сравнение высоты поднятия облака в зависимости от мощности взрыва с аналитической формулой Сэттона, которая применима для взрывов малых мощностей, при которых q [0.1:1000] тонн. Также показана динамика изменения состава облака при мощности взрыва, рассчитанной от размеров воронки.

РН «Протон-М» была запущена с космодрома «Байконур» 02.07.2013 г. в 08 ч 38 мин. 22 сек. по времени Астаны. До 10 секунды полет осуществлялся штатно. Во второй половине 10 секунды полета произошла нештатная ситуация - ракета начала сильно отклоняться от траектории - полетела в юго-восточном направлении в сторону площадки 200 космодрома «Байконур». На 18 секунде полета ракета развернулась в сторону Земли, стала разваливаться на части и загорелась (на 24 секунде от ракеты оторвалась космическая головная часть, на 26 секунде один из боковых блоков первой ступени, на 28 секунде еще один блок (возможно еще один боковой блок). На 30 секунде происходит столкновение с землей, взрыв и образование взрывного облака (рисунок 2). Через 10 секунд после взрыва высота облака увеличивается, а через минуту достигает своего максимума (рисунок 3). На месте аварийного падения образовалась воронка размерами 40 на 25 м с севера на юг, глубиной 5 м. Высота брусвера до 1,5 м (Авдеева, 1972: 239-241).



Рисунок 2 - Взрыв на месте аварийного падения (30 секунда).



Рисунок 3 - Максимальная высота облака (через 1 минуту после взрыва).

Численное моделирование этапа формирования газопылевого облака в первые минуты аварии проведено в кубической области с физическим размером ребра куба 1280 м и расчетной сеткой 64x64x64. В момент взрыва ракеты-носителя были выявлены параметры указанные в таблицах 1 и 2.

Наземный взрыв сопровождается образованием воронки. Размеры воронок зависят главным образом от мощности взрыва и типа почво-грунтов. Мощность взрыва и глубина воронки связаны соотношением (Авдеева 1972: 239-241), (Орленко, 2002: 832-833):

$$q = K_B W^3 (0,4 + 0,6n^3) \quad (14)$$

где q - мощность взрыва; $K_B = 1,35$ - расчетный удельный расход ВВ, кг/м³; $W = 5$ - глубина воронки, м; $n = 2$ - показатель действия взрыва.

Формула (14) позволяет вычислить мощность взрыва по известной глубине воронки, получилась $q = 0,878$ т. Максимальная высота подъема (км) огненного шара определяется по формуле Сэттона (Sutton, 1947: 20-22), (Онфуриев, 1967: 3-15):

$$H = 0,665q^{0,276}$$

Таблица 1 - Метеорологические параметры, площадка 92 (высота расположения около 100 м).

Высота, м	Температура воздуха, С	Влажность воздуха, %	Атмосферное давление, мм.рт.ст	Направление ветра, град	Скорость ветра, м/с
02.07.2013 (08:00)					
10	18,6	45	738,5	10	6-8
40				20	7-8

Таблица 2 - Параметры взрыва ракеты-носителя

Номер ступени РН	1+2+3
Остаток ракетного топлива на момент взрыва (НДМГ + АТ), т	0,703
Показатель действия взрыва (n)	2
Мощность взрыва, т	0.878
Глубина воронки, м	5
Радиус воронки, м	10
Диаметр воронки, м	20
Объем воронки, м ³	785,4
Масса выброшенной из воронки почвы, т	1178,2
Высота вала (бруствера) воронки, м	1,3
Радиус огненного шара, м	2,6
Объем огненного шара, м	74,05
Энергия взрыва, *10 ⁹ Дж	3,67
Высота поднятия облака, м	288

Таблица 3 - Физико-химические свойства газов облака

№	Название	Молярная масса, г/моль	Плотность 0°С, кг/м ³	Кинематическая вязкость, м ² /с	Динамическая вязкость, Па·с 0°С	Диаметр молекул, м	Доля (%)
1	Оксид углерода	28,01	1,2500	1329,6* 10 ⁻⁸	1662* 10 ⁻⁸	0,32* 10 ⁻⁹	15
2	Диоксид углерода	44,01	1,9768	693,039* 10 ⁻⁹	1370* 10 ⁻⁸	0,33* 10 ⁻⁹	1,95
3	Азот	28,01456	1,251	2,053* 10 ⁻⁸	1660* 10 ⁻⁸	0,30* 10 ⁻⁹	78
4	Оксид азота	30,0061	1,3402	1343,08* 10 ⁻⁸	1780* 10 ⁻⁸	0,30* 10 ⁻⁹	2,5
5	Диоксид азота	46,0055	2,0527	829,72* 10 ⁻⁸	1112* 10 ⁻⁸	0,28* 10 ⁻⁹	2,5
6	Водяной пар	18,01528	998,2	101,2* 10 ⁻⁸ (при 20 °С)	101000* 10 ⁻⁸	0,29* 10 ⁻⁹	0,05

На рисунке 4 изображена начальная форма огненного шара в облаке. Как видно из рисунков 4-5, в первые секунды аварии облако принимает грибовидную форму, где на верхней части наблюдается образование вихревого кольца. В начальный момент времени температура вихревого кольца велика и равняется 1800 К, в течении 5,5 секунд температура существенно падает до 400 К за счет адиабатического расширения и за счет турбулентного перемешивания нагретого воздуха облака и холодного воздуха окружающей среды. Падение температуры обла-

ка после 5,5 секунды происходит с меньшей скоростью, поскольку в данные моменты времени изменение температуры осуществляется за счет турбулентного перемешивания. Под действием силы плавучести огненный шар нагретого воздуха поднимается в атмосферу до момента выравнивания температуры, плотности газовых компонентов внешнего и внутреннего нагретого и холодного воздуха. При проведении численного моделирования эффект теплового излучения не учитывался. Динамика изменения концентрации в облаке представлена на рисунке 6. На рисунках 7 - 9 представлены графики изменения высоты поднятия облака, максимальной температуры в облаке, объема облака в зависимости от времени.

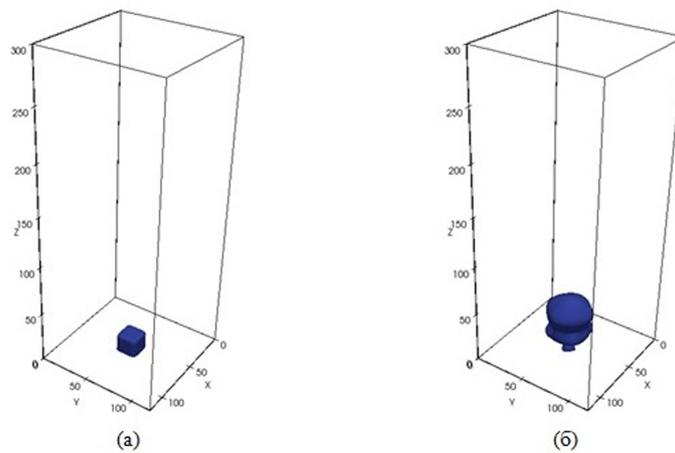


Рисунок 4 - Динамика облакообразования при начальном значении энергии взрыва $E = 3.67 * 10^9$ Дж: а) $t = 0$ с; б) $t = 5$ с.

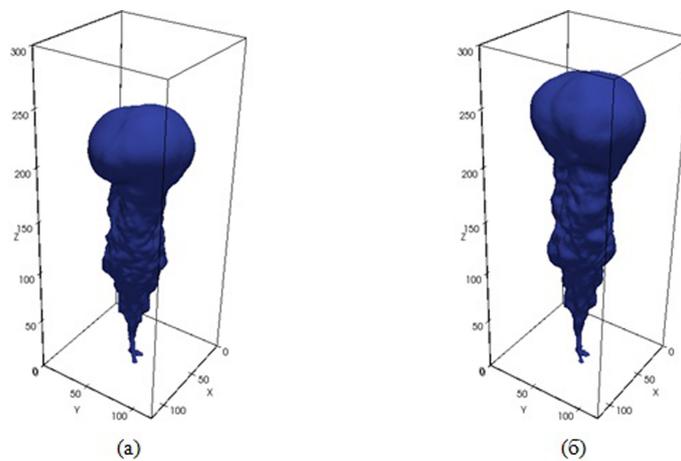


Рисунок 5 - Динамика облакообразования при начальном значении энергии взрыва $E = 3.67 * 10^9$ Дж: а) $t = 30$ с; б) $t = 35$ с.

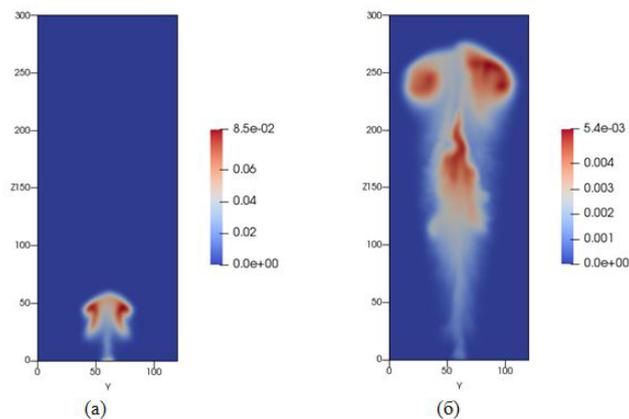


Рисунок 6 - Динамика распространения поля концентрации смеси при начальном значении энергии взрыва $E = 3.67 \cdot 10^9$ Дж в сечении $x = 60$ м: а) $t = 5$ с; б) $t = 35$ с.

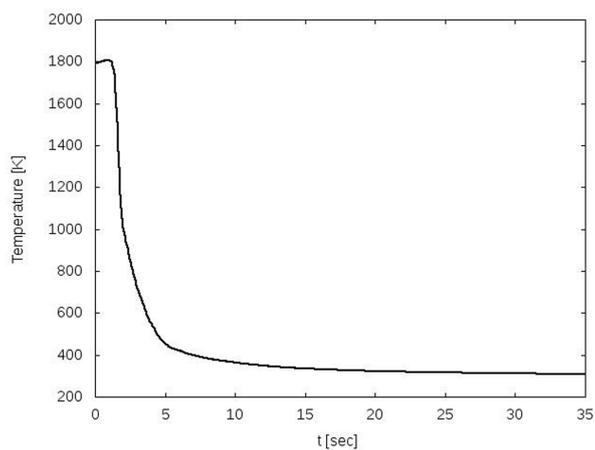


Рисунок 7 - Изменение температуры образовавшегося облака при мощности взрыва $q=0.878$ т.

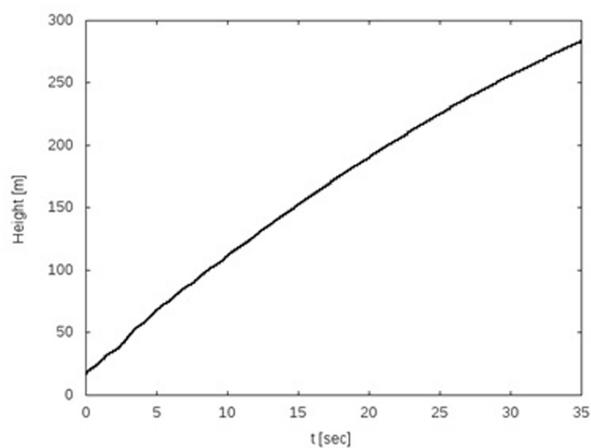


Рисунок 8 - Изменение высоты образовавшегося облака при мощности взрыва $q=0.878$ т.

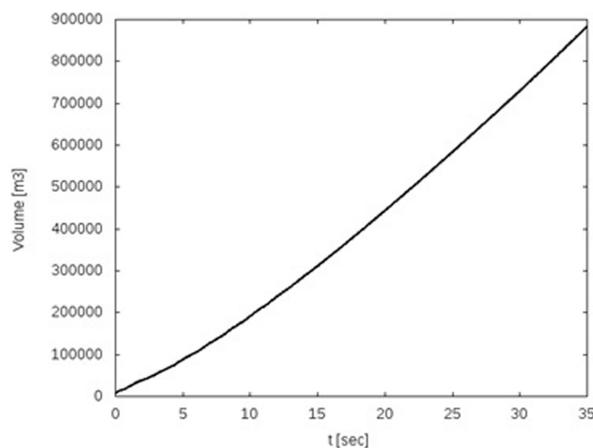


Рисунок 9 - Изменение объема образовавшегося облака при мощности взрыва $q=0.878$ т.

4 Заключение

В данной работе было рассмотрено поднятие огненного шара под действием силы плавучести, с учетом эффектов турбулентного перемешивания и адиабатического расширения. Начальные метеорологические условия, а также параметры взрыва, соответствуют реальным параметрам аварии РН «Протон-М», произошедшей 2-го июля 2013 г. в позиционном районе космодрома «Байконур».

Численный алгоритм основан на решении турбулентных отфильтрованных уравнений Навье-Стокса в сжимаемой постановке, уравнении сохранения массы, энтальпии и уравнении состояния для идеального газа. Для замыкания основных уравнений использована вязкостная модель турбулентности. Используемый численный алгоритм имеет второй порядок точности по времени и по пространству.

Получены результаты численного моделирования формирования облака. Определены геометрические характеристики облака поднятого в результате всплывания: высота поднятия облака, объем облака, формы вихревого кольца в облаке. Сравнение высоты поднятия облака в зависимости от мощности взрыва с аналитической формулой Сэттона подтвердило применимость использованной математической модели к задаче формирования облака при наземном взрыве ракеты-носителя. Мощность взрыва рассчитана от размеров воронки.

В заключении отметим, что результаты данного исследования позволяют оценить геометрические характеристики поднятого облака, концентрацию смеси газовых компонентов в облаке в разные моменты времени. Подобная возможность неоценима при отсутствии экспериментальных данных об образовавшемся облаке в результате аварии. Полученные результаты позволят провести первичную оценку влияния аварии на окружающую среду.

Список литературы

- [1] Ferziger and Peric, Computational Methods for Fluid Dynamics. - 3., rev. ed. – Berlin; Heidelberg; New York; Barcelona; Hong Kong; London; Milan; Paris; Tokyo: Springer, 2002. ISBN 3-540-42074-6.-P.251-253.
- [2] Garnier, E., Adams, N., and Sagaut, P.: Large Eddy Simulation for Compressible Flows, doi:10.1007/978-90-481-2819-8, Springer, the Netherlands, 2009. -P.276.
- [3] Issa R.I., Gosman A.D., and Watkins A.P. The Computation of Compressible and Incompressible Recirculating Flow by a Non-Iterative Implicit Scheme, Journal of Computational Physics, 1986. Vol. 62, -P.66-82.

- [4] Machta L. Entrainment and the maximum height of an atomic cloud // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1950. V. 31. № 6. P. 215–216.
- [5] Moin, P., Squires, K., Cabot, W., and Lee, S.: A dynamic subgrid scale model for compressible turbulence and scalar transport, Phys. Fluids A-Fluid, 1991. Vol. 3, -P. 2746, doi:10.1063/1.858164.
- [6] Nicoud, F. and Ducros, F.: Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, Flow Turbul. Combust. 1999, Vol.62. -P.183–200, doi:10.1023/A:1009995426001.
- [7] Piscaglia, F., Montorfano, A., and Onorati, A.: Towards the LES simulation of IC engines with parallel topologically changing meshes, SAE Int. J. Engines, 2013, Vol. 6, -P. 926–940, doi:10.4271/2013-01-1096.
- [8] Sutton, O.G. The Atom bomb as an experiment in convection // Weather. 1947. Vol. 2. № 4. -P. 20.
- [9] Zatevakhin, M.A. Turbulent Thermal in a Humid Atmosphere // High Temperature. 2001. Vol. 39. N 4. -P. 532–539.
- [10] Технические правила ведения взрывных работ на дневной поверхности / под ред. Ф.А. Авдеева.- М: Недра, 1972. -С. 239.
- [11] Веремей, Н.Е., Довгалюк, Ю.А., Станкова, Е.Н. Численное моделирование конвективных облаков, развивающихся в атмосфере при чрезвычайных ситуациях // Известия РАН. Физика атмосферы и океанов, 2007, т.43, №6, -С.792-806.
- [12] Вулис, Л.А. Терехина, Н.А. Распространение турбулентной струи газа в среде иной плотности // Журнал технической физики. – 1956 г. – т. 26. № 6. -С. 22-23
- [13] Гостинцев, Ю.А., Солодовник, А.Ф. Мощный турбулентный термик в устойчиво стратифицированной атмосфере. Численное моделирование // ПМТФ. 1987. № 1.-С. 47.
- [14] Ершин, Ш.А., Сакипов, З.Б. Исследование начального участка турбулентной струи сжимаемого газа // Журнал технической физики. – 1959. – т. 2. № 1. -С.21-23
- [15] Лапин, Ю.В., Стрелец, М.Х. Внутренние течения газовых смесей. – М.: Наука, 1989. -С. 368.
- [16] Онуфриев, А.Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва // ПМТФ. 1967. № 2. -С. 3-15.
- [17] Физика взрыва / под ред. Орленко Л.П. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. - Изд. 3-е, переработанное. - Т. 1. -С. 832.
- [18] Действие ядерного оружия / под ред. Е.М. Соминского. – М: Военное издательство министерства обороны СССР, 1965. -С. 679.
- [19] Якуш С.Е. Гидродинамика и горение газовых и двухфазных выбросов в открытой атмосфере: Дис. ... док. физ.-мат. наук / Институт проблем механики РАН. - Москва, 2000. -С. 336.

References

- [1] Tekhnicheskiye pravila vedeniya vzryvnykh rabot na dnevnoy poverkhnosti / pod red. F.A. Avdeyeva.- M: Nedra. 1972. -P. 239.
- [2] Ershin. Sh.A.. Sakipov. Z.B. Issledovaniye nachalnogo uchastka turbulentnoy strui szhimayemogo gaza // Zhurnal tekhnicheskoy fiziki. – 1959. – Vol. 2.No.1. - P. 21-23.
- [3] Ferziger and Peric, Computational Methods for Fluid Dynamics. - 3., rev. ed. – Berlin; Heidelberg; New York; Barcelona; Hong Kong; London; Milan; Paris; Tokyo: Springer, 2002. ISBN 3-540-42074-6,-P.251-253.
- [4] Fizika vzryva / pod red. L.P. Orlenko. – М.: FIZMATLIT. 2002. - Izd. 3-е. pererabotannoye. - Vol. 1. -P. 832.
- [5] Garnier, E., Adams, N., and Sagaut, P.: Large Eddy Simulation for Compressible Flows, doi:10.1007/978-90-481-2819-8, Springer, the Netherlands, 2009. -P.276.
- [6] Gostintsev Yu.A.. Solodovnik A.F. Moshchnyy turbulentnyy termik v ustoychivo stratifitsirovannoy atmosfere. Chislennoye modelirovaniye // PMTF. 1987. Vol.1. -P.47.
- [7] Issa, R.I., Gosman, A.D., and Watkins, A.P. The Computation of Compressible and Incompressible Recirculating Flow by a Non-Iterative Implicit Scheme, Journal of Computational Physics, 1986, -Vol.62. -P.66-82.
- [8] Lapin, Yu.V.. Strelets, M.Kh. Vnutrenniye techeniya gazovykh smesey. – М.: Nauka. 1989, -P.368.

- [9] Moin, P., Squires, K., Cabot, W., and Lee, S.: A dynamic subgrid scale model for compressible turbulence and scalar transport, *Phys. Fluids A-Fluid*, 1992. Vol.3, -P.2746, doi:10.1063/1.858164.
- [10] Machta L. Entrainment and the maximum height of an atomic cloud // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 1950. -Vol. 31. № 6. -P. 215–216.
- [11] Nicoud, F. and Ducros, F.: Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, *Flow Turbul. Combust.*, 1999. -Vol. 62. P. 183–200, doi:10.1023/A:1009995426001.
- [12] Onufriyev, A.T. Teoriya dvizheniya vikhrevogo koltsa pod peystviyem sily tyazhesti. Podyem oblaka atomnogo vzryva // *PMTF*. 1967. №2. -P.3-15.
- [13] Piscaglia, F., Montorfano, A., and Onorati, A.: Towards the LES simulation of IC engines with parallel topologically changing meshes, *SAE Int. J. Engines*, 6, 926–940, doi:10.4271/2013-01-1096, 2013.
- [14] *Deystviye yadernogo oruzhiya / pod red. E.M. Sominskogo. – M: Voennoye izdatelstvo ministerstva oborony SSSR. 1965. –P. 679.*
- [15] Sutton O.G. The Atom bomb as an experiment in convection // *Weather*. 1947. Vol.2. №4. -P. 20.
- [16] Vulis. L.A. Terekhina. N.A. Rasprostraneniye turbulentnoy strui gaza v srede inoy plotnosti // *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*. 1956. – Vol. 26. № 6. -P. 22-23.
- [17] Veremey, N.E., Dvogyalyuk, Yu.A., Stankova, E.N. Chislennoye modelirovaniye konvektivnykh oblakov. razvivayushchikhsya v atmosfere pri chrezvychaynykh situatsiyakh // *Izvestiya RAN. Fizika atmosfery i okeanov*. 2007.- Vol.43. №6. -P. 792-806.
- [18] Yakush, S.E. *Gidrodinamika i gorenije gazovykh i dvukhfaznykh vybrosov v otkrytoy atmosfere: Dis. ... dok. fiz.-mat. nauk / Institut problem mekhaniki RAN. - Moskva. 2000. – 336 s.*
- [19] Zatevakhin, M.A. Turbulent Thermal in a Humid Atmosphere // *High Temperature*. 2001. V. 39. N 4. P. 532–539.