

УДК 533.6.011:536.24.541.182

**ВЫНОС АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В СТРАТОСФЕРУ  
ГОРЯЧИМ ТЕРМИКОМ**

**ГОСТИНЦЕВ Ю. А., МАХВИЛАДЗЕ Г. М., МЕЛИХОВ О. И.**

Динамика формирования вихревой структуры при подъеме нагретой массы воздуха (термика) в стратифицированной атмосфере исследовалась численно многими авторами в связи с различными задачами теории горения и взрыва, вулканологии, геофизики и т. п. [1–4]. Большой интерес представляет изучение транспортных свойств «всплывающих» термиком — их способности к вертикальному переносу мелкодисперсного аэрозоля (пыли, пепла, сажи) [5–6]. В случае крупномасштабных явлений, сопровождающихся образованием мощных термиком, такой перенос может в большом количестве выбрасывать оптически активные аэрозольные частицы в стратосферу и вызывать климатические изменения планетарного характера [5–8].

Ниже численно исследуется нестационарная осесимметричная задача о переносе термиком частиц аэрозоля из приповерхностного слоя в стратосферу.

1. Пусть в начальный момент времени в неподвижной атмосфере образовано облако горячего газа с избыточной температурой  $\theta_*$

$$t=0: T(r, z) = T_a(z) + \theta_*, \quad (z - H_0')^2 + r^2 \leq R_0'^2 \quad (1.1)$$

где  $t$  — время,  $r$  и  $z$  — радиальная и вертикальная координаты (начало цилиндрической системы координат находится на поверхности земли под центром термиком),  $T$  — температура,  $H_0'$  и  $R_0'$  — начальные высота и радиус облака. Рассматривается двухслойная модель атмосферы

$$\frac{g}{T_a} \left( \frac{dT_a}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) = \begin{cases} N_1^2, & 0 \leq z \leq H_T' \\ N_2^2, & z > H_T' \end{cases} \quad (1.2)$$

$$dP_a/dz = -\rho_a g, \quad P_a = R\rho_a T_a$$

где  $g$  — ускорение свободного падения,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении;  $N_1, N_2$  — частоты Вейселя — Брента;  $H_T'$  — высота тропопаузы;  $\rho_a(z)$  — плотность невозмущенной атмосферы;  $R$  — газовая постоянная. Распределение температуры (1.2) принято в качестве международной стандартной атмосферы до высот порядка 40 км.

Под термиком в цилиндрической области  $0 \leq z \leq H_1', 0 \leq r \leq R_1'$  однородно распределены частицы, причем их средняя («размазанная») плотность равна  $\rho_{20}$ . Избыточная температура газа и частиц в этой области одинакова и равна  $\theta_1'$ . Давление в начальный момент всюду равно атмосферному, а плотность газа  $\rho_1$  определяется уравнением состояния

$$t=0: \rho_1(r, z) = P_a(z)/RT(r, z) \quad (1.3)$$

Газ и частицы в начальный момент неподвижны.

Поскольку времена скоростной и тепловой релаксаций мелких частиц намного меньше других характерных времен процесса, движение газа и частиц рассматривалось в рамках односкоростной и однотемпературной модели дисперсной среды (см. [9]). Для сглаженного крупномасштабного описания возникающих турбулентных течений газа использовались уравнения Навье — Стокса с эффективными коэффициентами

переноса. Распространение примеси описывается уравнением турбулентной диффузии. С учетом осевой симметрии система уравнений, определяющих развитие процесса, имеет следующий вид:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \mathbf{U}, \quad P = \rho_1 T, \quad \rho = \rho_1 + \rho_2 \quad (1.4)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{U}}{dt} = -\frac{1}{\gamma M^2} \nabla P + \frac{1}{\operatorname{Re}} \left[ \Delta \mathbf{U} + \frac{1}{3} \nabla (\operatorname{div} \mathbf{U}) \right] + \rho \mathbf{g} \quad (1.5)$$

$$(\rho_1 + \gamma_1 \rho_2) \frac{dT}{dt} = -(\gamma - 1) P \operatorname{div} \mathbf{U} + \frac{\gamma}{\operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta T \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho c \mathbf{U}) = \frac{1}{\operatorname{Re} \operatorname{Sc}} \Delta c \quad (1.7)$$

$$\mathbf{g} = (0, -1), \quad \mathbf{U} = (u, v), \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial z}$$

Здесь введены безразмерные переменные, которые обозначены так же, как и размерные,  $\rho$  — суммарная плотность дисперсной среды;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — средние плотности газа и частиц;  $\mathbf{U}$  — скорость среды;  $P$  — давление газа;  $c = \rho_2 / \rho$  — массовая концентрация частиц;  $\gamma$  — показатель адиабаты газа;  $\gamma_1$  — отношение теплоемкости частиц к теплоемкости газа при постоянном объеме;  $M$ ,  $\operatorname{Re}$ ,  $\operatorname{Pr}$  и  $\operatorname{Sc}$  — числа Маха, Рейнольдса, Прандтля и Шмидта. Пространственные дифференциальные операторы в (1.4) — (1.7) записываются в цилиндрической системе координат.

При введении безразмерных переменных в качестве характерного пространственного масштаба выбирался начальный радиус облака  $R_0'$ , в качестве масштаба скорости — характерная конвективная скорость  $\sqrt{R_0' g}$  (при этом масштаб времени  $\sqrt{R_0' / g}$ ). Температура, плотность и давление относились к своим значениям в невозмущенной атмосфере вблизи подстилающей поверхности:  $T_0$ ,  $\rho_{10}$ ,  $R \rho_{10} T_0$ . При таком выборе масштабов задачи безразмерные комплексы в (1.4) — (1.7) имеют вид

$$M^2 = \frac{R_0' g}{\gamma R T_0}, \quad \operatorname{Re} = \frac{R_0' \sqrt{R_0' g} \rho_{10}}{\eta}, \quad \operatorname{Pr} = \frac{c_p \eta}{\lambda}, \quad \operatorname{Sc} = \frac{\eta}{\rho D} \quad (1.8)$$

где  $\eta$  и  $\lambda$  — коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности, которые считались постоянными;  $D$  — коэффициент диффузии примеси (предполагалось, что  $\rho D = \text{const}$ ).

На оси течения задавались условия симметрии. Подстилающая поверхность считалась теплоизолированной и непроницаемой. Для касательной компоненты скорости ставилось условие отсутствия вязких напряжений. Тогда

$$r=0: \quad u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial c}{\partial r} = 0 \quad (1.9)$$

$$z=0: \quad v = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial c}{\partial z} = 0$$

Условие  $\partial u / \partial z = 0$  использовалось вместо «условия прилипания» ( $u = 0$ ), поскольку последнее в рамках модели постоянной турбулентной вязкости приводит к образованию нефизически большого пограничного слоя, что затрудняет развитие тангенциальных течений вблизи поверхности и, в конечном счете, искусственно тормозит вынос пыли.

Вдали от места развития процесса задавались параметры невозмущенной атмосферы

$$r^2+z^2 \rightarrow \infty: \mathbf{U}=0, T=T_a(z), \rho=\rho_a(z), c=0 \quad (1.10)$$

Начальные и граничные условия содержат следующие безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} \theta_* &= \frac{\theta_*'}{T_0}, & \theta_1 &= \frac{\theta_1'}{T_0}, & H_0 &= \frac{H_0'}{R_0'}, & R_1 &= \frac{R_1'}{R_0'}, & H_1 &= \frac{H_1'}{R_0'} \\ M_{21} &= \frac{\rho_{20}}{\rho_{10}}, & H_T &= \frac{H_T'}{R_0'}, & k_1 &= \frac{N_1^2 R_0'}{g}, & k_2 &= \frac{N_2^2 R_0'}{g} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Изложенная модель была апробирована в [10] при описании эволюции облаков мелкодисперсных аэрозолей. Она является предельным случаем (при стремлении к нулю диаметра частиц) более общего случая движения двухскоростной и двухтемпературной среды, рассмотренной в [11, 12].

Выбор физической модели в данной работе обусловлен тем, что она позволяет учесть целый ряд важных факторов: сжимаемость среды, влияние дисперсной фазы на динамику процесса, влияние подстилающей поверхности на формирование пылевой колонки и развитие конвективных течений двухфазного течения. Отметим, что на начальной стадии движения термика существуют большие перепады температур и использование приближения Буссинеска неправомерно. «Активная» примесь влияет на динамику течения благодаря своей массе и теплоемкости. Она не имеет своего давления и, вообще говоря, не может рассматриваться как некоторый газ, молекулярный вес которого отличается от молекулярного веса воздуха.

2. Задача решалась численно методом конечных разностей. Для повышения точности расчетов в системе уравнений (1.4)–(1.7) вводились избыточные (относительно атмосферного уровня) температура и давление. Использовалась неявная трехслойная схема по координатного расщепления [13, 14], эффективная при расчете нестационарных конвективных течений. Разностное решение строилось на неравномерной прямоугольной сетке  $40 \times 50$  со сгущением узлов вблизи подстилающей поверхности и оси симметрии. Шаг по времени увеличивался по мере подъема термика; при этом максимальное число Куранта в расчетной области возрастало от 0.5–1 в начале счета до 6–8. Время расчета одного варианта составляло 5–8 ч на ЭВМ ЕС-1055. Некоторые дополнительные сведения по методике счета приведены в [10, 13, 14].

Использовались следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \gamma &= 1.4; M = 0.314; Pr = Sc = 1; \theta_* = 19; \theta_1 = 1.33; 5; 9 \\ \gamma_1 &= 1; H_0 = 0.7-2.75; H_1 = 0.09-0.45; R_1 = 8.32 \\ H_T &= 9.39; k_1 = 1.36 \cdot 10^{-2}; k_2 = 4.98 \cdot 10^{-2}; M_{21} = 10^{-3}-1.5 \end{aligned} \quad (2.1)$$

При выборе значения коэффициента турбулентной вязкости использовались результаты работы [4], в которой изучался подъем турбулентного термика в стратифицированной атмосфере на основе уравнений Буссинеска. В соответствии с [4] коэффициент турбулентной вязкости  $\eta$  рассчитывался по начальной плавучести термика  $\Pi_0'$

$$\frac{\eta}{\rho_{10}} = \nu \sqrt{\Pi_0'}, \quad \Pi_0' = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a} g dV \quad (2.2)$$

где  $V$  – объем;  $\nu$  – коэффициент турбулентного обмена, определяемый из анализа экспериментальных зависимостей высоты верхней кромки всплывающего термика от времени. Из (1.9) и (2.2) следует

$$Re = \frac{1}{\nu \sqrt{\Pi_0'}} \left( \Pi_0' = \frac{\Pi_0'}{g R_0'^3} \right) \quad (2.3)$$

где  $\Pi_0$  – безразмерная начальная плавучесть термика.

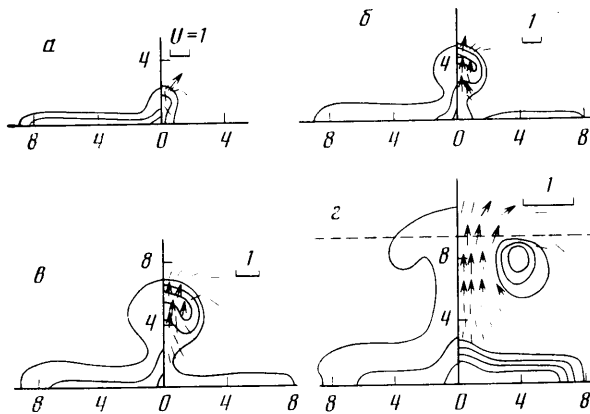
Сравнение результатов численного интегрирования задачи (1.4)–(1.10) при  $M_{21}=0$  («чистый» термик) с экспериментальными данными показывает, что следует выбирать значение  $\nu=0,025$ , которое и использовалось в расчетах. Отличие от значения, приведенного в [4], объясняется влиянием сжимаемости.

3. Во время своего подъема термик проходит стадии разгона, авто- модельную и зависания, которые детально изучались в [4].

При достаточно большой начальной высоте термика наличие аэрозольного слоя никак не сказывается на эволюции термика. Так, при  $H_0=2,66$  примерно к моменту  $t=19,9$  ( $M_{21}=0,1$ ;  $\theta_1=1,33$ ;  $H_1=0,091$ ) термик остывает настолько, что его температура становится ниже температуры аэрозольного слоя, охлаждающегося только за счет кондукции. Только на оси симметрии имеет место слабое увлечение частиц восходящим потоком. Аэрозольная колонка не образуется.

Как показали расчеты, взаимодействие всплывающего облака и аэрозольного слоя можно считать слабым, начиная с высот  $H_0=1,95-2$ , для  $H_1=0,091$ .

При уменьшении начальной высоты термика аэрозоль вовлекается в конвективное подъемное движение. Колонка аэрозоля смыкается



Фиг. 1

с всплывающим вихревым кольцом, которое захватывает значительное количество частиц. Динамика процесса выноса аэрозоля представлена на фиг. 1 для  $H_0=0,8$  (остальные параметры указаны в (2.1) и разд. 3). На нем в последовательные моменты времени  $t=1,01, 3,93, 6,84, 18,55$  (фиг. 1, *a-г*) показаны слева линии  $\rho_2=\text{const}$ , а справа поля скоростей газа и линии  $\theta=T-T_a=\text{const}$ . На изолиниях  $\rho_2$  и  $\theta$  принимают значения  $\rho_2=\alpha\rho_{2m}$ ,  $\theta=\beta\theta_m$ , где  $\rho_{2m}$  и  $\theta_m$  — максимальные текущие значения  $\rho_2$  и  $\theta$ . Для линий равной плотности  $\alpha=0,01; 0,3; 0,7$ , при этом  $\rho_{2m}=0,34$  (*a*),  $0,38, 0,25, 0,13$  (фиг. 1, *a-г*). Для изотерм на фиг. 1, *a*  $\theta_m=5,98$  и  $\beta=0,1; 0,7$ ; фиг. 1, *б* —  $\theta_m=0,92$  и  $\beta=0,1; 0,3; 0,7$ ; фиг. 1, *в* —  $\theta_m=0,31$  и  $\beta=0,1; 0,3; 0,7$ ; фиг. 1, *г* —  $\theta_m=0,04$  и  $\beta=0,1; 0,3; 0,5; 0,7$ . Штриховая линия на фиг. 1, *г* показывает положение тропопавзы. На начальной стадии аэрозоль вовлекается в тело термика за счет бокового подсоса воздуха (именно этим объясняется рост максимальной средней плотности частиц для двух первых моментов времени) и формируется пылевая колонка. На стадии зависания термика примерно через  $t\approx 35$  после начала его подъема количество вынесенных в стратосферу частиц слабо меняется со временем из-за затухания конвективного течения — основного механизма переноса частиц.

4. Целью расчетов являлось определение доли частиц  $q$ , вынесенных в стратосферу, в зависимости от наиболее существенных параметров.

Ввиду большой неопределенности величины  $M_{21}$  — начальной загрузки аэрозольного слоя — было проведено ее варьирование в широких пределах.

Зависимость  $q(M_{21})$  представлена в первых двух столбцах таблицы для  $H_0=0,8$ ,  $\theta_1=1,33$ ,  $H_1=0,091$ . Третий столбец показывает поведение величины  $p(M_{21})$  — доли частиц, находящихся в зависшем термике. Поскольку термик, как правило, не полностью проникает в стратосферу, то  $p \geq q$ . Из таблицы следует, что доля примеси, вынесенной в стратосферу, растет с ростом загрузки дисперсного слоя. В то же время доля частиц, захваченных термиком, падает.

Такое поведение объясняется следующим образом. С увеличением загрузки возрастает количество тепла, запасенного примесью, и, следовательно, возрастает подъемная архимедова сила. Поэтому поднимающийся

$\lg M_{21}$	$q, \%$	$p, \%$	$H_1$	$q, \%$	$p, \%$
-3	2,50	4,65	0,091	2,83	4,60
-1,71	2,58	4,63	0,273	3,91	14,63
-1	2,83	4,60	0,364	4,50	23,96
-0,15	3,13	3,78	0,455	10,92	42,27

над поверхностью термик захватывает большую долю частиц. По мере своего подъема термик охлаждается, архимедова сила падает и все большее воздействие на динамику подъема оказывает вес примеси. Чем больше масса частиц (параметр  $M_{21}$ ), тем большая ее доля теряется термиком при подъеме, чем и объясняется зависимость  $p(M_{21})$ . Вместе с тем доля частиц  $q$ , вынесенных в стратосферу, слабо, но растет с увеличением  $M_{21}$ , что свидетельствует о достаточной автономности движения примеси, находящейся в верхней части всплывающего термика и попадающей в стратосферу: частицы, оказавшиеся на начальной стадии в верхней части термика (а их доля растет с ростом  $M_{21}$ ), не теряются при подъеме и выносятся за тропопаузу.

Итак, установлена слабая зависимость доли частиц, вынесенных в стратосферу, от начальной загрузки пылью — при изменении  $M_{21}$  на три порядка величина  $q$  меняется всего на 25%.

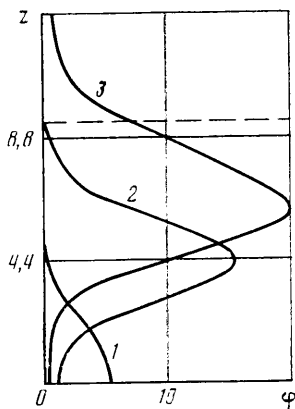
С ростом температуры слоя возрастает подъемная сила и вследствие этого увеличивается количество частиц, вынесенных в стратосферу. Эта зависимость также весьма слабая, что объясняется определяющей ролью термика (а не слоя) в процессе выноса примеси. Следовательно, начальная температура пылевого слоя не оказывает существенного влияния на конечный результат (величину  $q$ ).

Интересно проследить влияние на вынос примеси начальной высоты аэрозольного слоя  $H_1$  (столбцы 4–6 таблицы,  $M_{21}=0,1$ ;  $\theta_1=1,33$ ;  $H_0=0,8$ ; величина  $q$  — столбец 5, величина  $p$  — столбец 6). Как и следовало ожидать, с ростом  $H_1$  доля стратосферного аэрозоля возрастает. При этом основное количество примеси находится в тропосфере; на фиг. 2 представлены распределения частиц по высоте  $\varphi(z)$ , где

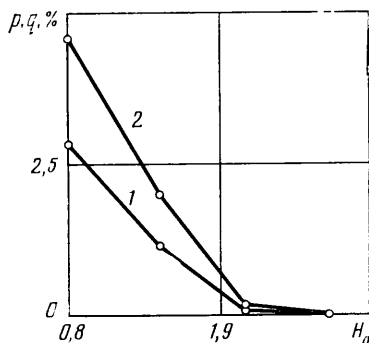
$$\varphi(z) = \frac{2\pi}{M_{210}} \int_0^{\infty} \rho_2 r dr \quad (4.1)$$

для различных  $H_1$  ( $M_{21}=0,1$ ,  $\theta_1=1,33$ ,  $H_0=0,8$ ,  $H_1=0,091$  (кривая 1), 0,273 (2), 0,455 (3),  $t=40$ , пунктиром показана тропопауза). При  $t > 40$  распределения практически не меняются.

С ростом начальной высоты взрыва доля частиц  $q$ , попавших в стратосферу, уменьшается, причем, начиная со значения начальной высоты  $H_0=1,95-2$ , скорость уменьшения  $q$  становится особенно большой (фиг. 3, кривая 1;  $M_{21}=0,1$ ;  $H_1=0,091$ ;  $\theta_1=1,33$ ). Кривая 2 на фиг. 3 показывает зависимость от высоты величины  $p$ .



Фиг. 2



Фиг. 3

5. В [5] в связи с концепцией «ядерной зимы» анализируется способность термика транспортировать дисперсную примесь (пыль) на большие высоты. При этом динамика подъема частиц не рассматривается, а предполагается, что все они равномерно распределены по объему зависшего термика и примыкающей к нему вблизи оси течения пылевой колонки, причем объемы облака и колонки относятся как 10 : 1. В так называемом базовом сценарии, изложенном в [5], принято, что для приземного взрыва мощностью  $W=1000$  кт ( $R_0'=1,1$  км,  $R_1'=9,15$  км) в зависшем облаке содержится  $(0,2-0,5) \cdot 10^6$  т пыли, а в колонке —  $(0,02-0,05) \cdot 10^6$  т, так что всего над поверхностью земли поднимется  $(0,22-0,55) \cdot 10^6$  т пыли. Считается, что верхняя кромка зависшего облака находится над землей на высоте 17 км, нижняя — на высоте 8 км, высота тропопаузы 12 км, поэтому в стратосфере находится 5/9 объема всего облака с содержанием примеси  $(0,11-0,275) \cdot 10^6$  т. Таким образом, половина всей поднятой приземным взрывом в 1000 кт пыли выносится в стратосферу.

Согласно расчетам, проведенным в данной работе, в стратосферу выносится меньшее количество частиц: для  $H_0=0,8$  — от 2,8% при  $H_1=0,091$  до 10,9% при  $H_1=0,455$ . Частицы распределены весьма неравномерно, что показывает фиг. 2. Разница, видимо, вызвана не только игнорированием динамики выноса примеси в [5], но и неопределенностью в начальных условиях (особенно в значениях начальных вертикального и горизонтального размеров пылевого слоя), которые существенно влияют на величину  $q$ .

Оценим величину начальной загрузки дисперсного слоя. Согласно [5], при поверхностных взрывах на коралловых островах в зависшем термике находилось  $M_T=0,2 \cdot 10^6$  т дисперсной примеси. Отсюда следует, что в приземном слое находилось  $M_2=M_T/p=4,35 \cdot 10^6$  т частиц; здесь использовано значение  $p=0,046$  из расчетов с  $H_0=0,8$  (данные фиг. 3). Такая величина  $M_2$  согласуется с данными Купера, приведенными в [5].

В [5] приводится также зависимость массы частиц, захваченных зависшим облаком, от начальной высоты взрыва (рис. 4.4 работы [5]). С увеличением высоты их масса уменьшается, что согласуется с результатами фиг. 3. Так же как и в расчетах, проведенных в данной работе, начиная с высоты  $H_0 \approx 1$ , это уменьшение становится особенно резким, что объясняется отрывом облака от пылевой колонки.

Отметим также, что данные рис. 4.4 работы [5], которые получены при взрывах над умеренно сухими пустынными отложениями, а именно, масса частиц, захваченных зависшим облаком, не согласуются для  $W=1000$  кт с  $M_T=0,3 \cdot 10^6$  т, принятой в базовом сценарии. Так, согласно рис. 4.4, при  $H_0=0,8$   $M_T=0,004 \cdot 10^6$  т, что в 75 раз меньше, чем в базовом сценарии. Возможно, это объясняется тем, что в базовом сценарии приведены данные для меньших высот взрыва.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Глаголева Ю. П., Жмайло В. А., Мальшаков В. Д. и др.* Образование кольцевого вихря при всплывании легкого газа в тяжелом // Численные методы механики сплошных сред. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1974. Т. 5. № 1. С. 38–52.
2. *Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А.* Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 6. С. 144–151.
3. *Андрущенко В. А., Чудов Л. А.* Дрейф крупномасштабных горячих термик в стратифицированных воздушных потоках // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 6. С. 173–176.
4. *Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В., Шацких Ю. В.* Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. Препринт. Черногловка. Ин-т физ. химии АН СССР, 1985. 45 с.
5. The effect on the atmosphere of a major nuclear exchange. Washington: Nat. Acad. Press. 1985. 193 p.
6. *Асатуров М. Л., Будыко М. И., Винников К. Я. и др.* Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеопздат. 1986. 256 с.
7. *Будыко М. И.* Аэрозольные климатические катастрофы // Природа. 1985. № 6. С. 30–38.
8. *Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А.* Глобальные климатические катастрофы. М.: Гидрометеопздат, 1986. 159 с.
9. *Низматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука. 1978. 336 с.
10. *Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е.* Численное исследование подъема термика с частицами в стратифицированной атмосфере // Кинетика и горение: Матер. 8-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, Ташкент, 1986. Черногловка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1986. С. 16–20.
11. *Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И.* О движении и осаждении облака нагретых частиц // Докл. АН СССР. 1982. Т. 267. № 4. С. 844–847.
12. *Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И.* Движение облака нагретых частиц над горизонтальной поверхностью в поле внешней силы // ПМТФ. 1983. № 5. С. 115–121.
13. *Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б.* Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // Инж.-физ. журн. 1980. Т. 38. № 3. С. 528–537.
14. *Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И.* Крупномасштабные вихревые движения при падении и осаждении совокупности монодисперсных частиц // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982. Т. 13. № 4. С. 72–88.

Москва

Поступила в редакцию  
11.11.1987