

УДК 532.529

О ДВИЖЕНИИ СОВОКУПНОСТИ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ И ЕЕ ОСАЖДЕНИИ НА ПЛОСКУЮ ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

МАХВИЛАДЗЕ Г. М., МЕЛИХОВ О. И.

Процесс гравитационного оседания совокупности (облака) монодисперсных частиц в газовых и жидких безграничных средах исследовался в работах [1–10]. Было установлено (см. [11]) существование двух предельных режимов движения. В режиме «увлечения» частицы увлекают среду, находящуюся между ними, в результате чего скорость падения совокупности частиц превосходит скорость падения w одиночной частицы такого же размера (эффект гидродинамического взаимодействия частиц).

Второй режим – режим «фильтрации» представляет собой предельный случай малого гидродинамического взаимодействия между частицами. Частицы движутся независимо друг от друга со скоростью w , следовательно, с этой же скоростью движется вся совокупность частиц в целом. Реализация того или иного режима зависит от концентрации и диаметра частиц, плотностей несущей среды и частиц и других параметров.

Ниже на основе нестационарных двумерных уравнений механики гетерогенных сред проводится численное исследование закономерностей движения облака частиц под действием силы тяжести в неограниченной среде и взаимодействия падающей совокупности частиц с плоской горизонтальной поверхностью.

По степени гидродинамического взаимодействия между частицами выделены различные режимы движения оседающего облака, прослежено изменение его пространственной конфигурации, определяемой формирующимся крупномасштабным вихревым движением несущей среды. Получены распределения концентрации частиц на поверхности осаждения. Введен коэффициент рассеяния совокупности частиц на плоской горизонтальной поверхности, исследована его зависимость от концентрации частиц, их размера и других параметров.

1. Постановка задачи. Пусть в начальный момент времени над плоской горизонтальной поверхностью в покоящемся газе имеется неподвижное облако твердых или жидких сферических частиц одинакового размера (монодисперсная аэрозоль). Считается, что размер облака в одном из горизонтальных направлений намного больше, чем в другом; поэтому можно искать решение, не зависящее от одной из пространственных координат. Под действием силы тяжести частицы начинают опускаться, вызывая движение несущей среды. Задача заключается в расчете нестационарного движения частиц и газа вплоть до полного осаждения частиц на плоскую поверхность.

Предполагается справедливым основное допущение механики гетерогенных сред (см. [12]) о том, что диаметр частиц и расстояния между ними намного меньше расстояний, на которых существенно изменяются макроскопические параметры среды. Тогда исследуемую дисперсную систему можно рассматривать как совокупность двух взаимопроникающих и взаимодействующих континуумов – газа (фаза 1) и частиц (фаза 2). Диаметр частиц считается большим по сравнению с молекулярно-кинетическими размерами. Пренебрегается хаотическим (тепловым) движением частиц и столкновениями между ними, а также дроблением частиц и их испарением.

Рассматриваются системы с малой объемной долей частиц $\alpha_2 \ll \alpha_1$ (α_i — доля элементарного объема, занимаемого фазой i , $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$) и малым отношением истинных плотностей несущей среды и частиц.

Введем безразмерные переменные, выбрав в качестве характерных масштабов начальный размер облака частиц R , скорость \sqrt{gR} , время $\sqrt{R/g}$, плотность газа в начальный момент у поверхности ρ_{10} , давление $R_0 \rho_{10} T_0$ (R_0 — газовая постоянная, T_0 — начальная температура), максимальную начальную концентрацию частиц n_0 .

С учетом сделанных предположений двумерные нестационарные движения гетерогенной смеси в плоской постановке описываются следующими уравнениями [12]:

$$\frac{d_1 \rho_1}{dt} = -\rho_1 \operatorname{div} \mathbf{U}_1, \quad P = \rho_1^0 \quad (1.1)$$

$$\rho_1 \frac{d_1 \mathbf{U}_1}{dt} = -\frac{1}{\gamma M^2} \operatorname{grad} P + \rho_1 \mathbf{g} + \frac{1}{\operatorname{Re}} \left(\Delta \mathbf{U}_1 + \frac{1}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{U}_1 \right) - \mathbf{f} \quad (1.2)$$

$$\frac{d_2 \rho_2}{dt} = -\rho_2 \operatorname{div} \mathbf{U}_2, \quad \rho_2 \frac{d_2 \mathbf{U}_2}{dt} = \rho_2 \mathbf{g} + \mathbf{f}, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i=1, 2) \quad (1.3)$$

Здесь t — время; $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; x, y — декартовы координаты (ось x направлена вдоль плоской поверхности, на которую осаждаются частицы, y — по нормали к ней); $\mathbf{U}_i (u_i, v_i)$ — скорость i -й фазы; $d_i/dt = \partial/\partial t + u_i \partial/\partial x + v_i \partial/\partial y$ ($i=1, 2$) — субстанциональные производные; $\rho_1, \rho_2, \rho_1^0, \rho_2^0$ — соответственно средние и истинные плотности газа и частиц ($\rho_2^0 = \text{const}$); P — давление газа; $\mathbf{f} (f_x, f_y)$ — сила межфазового взаимодействия; $\mathbf{g} (0, -g)$ — ускорение силы тяжести; $M = \sqrt{Rg/\gamma R_0 T_0}$ — число Маха; γ — показатель адиабаты; $\operatorname{Re} = R\sqrt{Rg} \rho_{10}/\eta$ — число Рейнольдса облака частиц (η — коэффициент динамической вязкости, предполагаемый постоянным). Нагрев среды вследствие вязкой диссипации энергии мал, поэтому процесс оседания можно считать изотермическим, так что температуры газа и частиц все время равны начальной температуре T_0 .

Сила \mathbf{f} межфазового взаимодействия определяется следующими соотношениями:

$$\mathbf{f} = \frac{3}{4} \frac{\epsilon}{\delta} c_d (\operatorname{Re}_p) \frac{\rho_1 \rho_2}{1 - \alpha_2^0 n} |\mathbf{U}_1 - \mathbf{U}_2| (\mathbf{U}_1 - \mathbf{U}_2) \quad (1.4)$$

$$c_d = \frac{24}{\operatorname{Re}_p} (1 + 0,158 \operatorname{Re}_p^{1/2}), \quad \operatorname{Re}_p = \operatorname{Re}_p^0 |\mathbf{U}_1 - \mathbf{U}_2| \frac{\rho_1}{\alpha_1}$$

Здесь c_d — коэффициент сопротивления частицы; $\epsilon = \rho_{10}/\rho_2^0$ — отношение истинной плотности газа у поверхности осаждения при $t=0$ к истинной плотности частиц; $\delta = d/R$ — отношение диаметра частиц к размеру облака; Re_p — мгновенное число Рейнольдса частицы; $\operatorname{Re}_p^0 = d\sqrt{Rg} \rho_{10}/\eta$ — число Рейнольдса частицы, построенное по характерной конвективной скорости и диаметру частиц; $\alpha_2^0 = n_0 \pi d^3/6$, n_0 — максимальная объемная доля частиц и максимальная концентрация частиц при $t=0$.

В начальный момент времени в покоящемся газе ($\mathbf{U}_1=0$), находящемся в статическом равновесии ($\rho_1 = \exp(-\gamma M^2 y)$), задается облако неподвижных частиц ($\mathbf{U}_2=0$) со следующим пространственным распределением концентрации:

$$n = \exp[-(x^2 + (y-H)^2)], \quad \left(\rho_2 = \frac{\alpha_2^0}{\epsilon} n \right) \quad (1.5)$$

где $H=H_0/R$ и H_0 — безразмерная и размерная высота облака, n — безразмерная концентрация частиц.

Граничные условия учитывают симметрию относительно плоскости $x=0$, статическое равновесие газа на бесконечности и условия «прилипания» для скорости газа на поверхности осаждения:

$$\begin{aligned} x=0, \quad u_i=0, \quad \partial v_i/\partial x=0, \quad \partial \rho_i/\partial x=0 \quad (i=1,2) \\ x^2+y^2 \rightarrow \infty, \quad U_i=0, \quad \partial P/\partial y = -\gamma M^2 \rho_1; \quad y=0, \quad U_i=0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Столкновения частиц с поверхностью предполагаются абсолютно неупругими — все достигающие поверхность частицы остаются на ней.

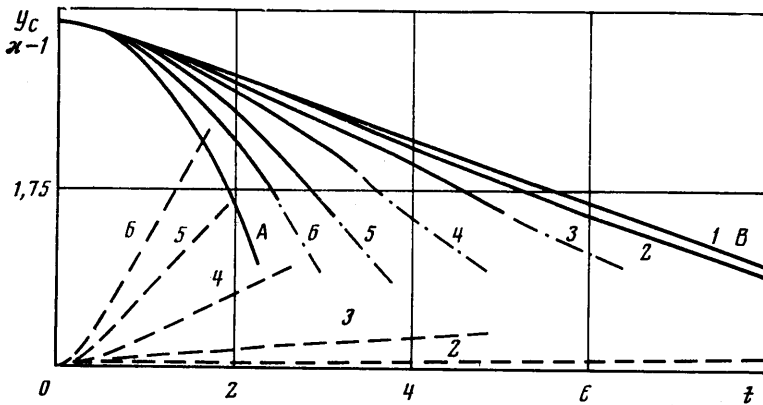
Оценим значения безразмерных параметров, считая, что несущей средой является воздух ($\rho_{10}=1,3 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $\eta/\rho_{10}=0,14$ см²/с, $T_0=300$ К). Если диаметр частиц $d \sim 100$ мкм, их истинная плотность $\rho_2^0 \sim 1$ г/см³, а радиус облака $R \sim 10^2$ см, то $M^2 \sim 10^{-4}$, $\varepsilon \sim 10^{-3}$, $\delta \sim 10^{-4}$, $Re_p^0 \sim 10$, $Re \sim 10^5$. При таких больших значениях «внешнего» числа Рейнольдса движение носит турбулентный характер, что учитывается выбором соответствующих чисел Рейнольдса, построенных по эффективной турбулентной вязкости. Вместе с тем считается, что диаметр частиц намного меньше характерного пространственного масштаба турбулентности и поэтому число Рейнольдса для частиц Re_p^0 рассчитывается по значению молекулярной вязкости (таким образом, Re , Re_p^0 оказываются независимыми параметрами). Если в рассматриваемом примере общая масса частиц равна 1 кг (что примерно равно массе воздуха, заключенного в облаке), то $n_0 \sim 10^3$ 1/см³, $\alpha_2^0 \sim 10^{-3}$.

В расчетах использовались постоянные значения $M^2=0,75 \cdot 10^{-3}$, $\gamma=1,4$, $\varepsilon=10^{-3}$. Диапазоны изменения остальных параметров были следующими: $\delta=3,3 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-4}$, $Re=7-60$, $\alpha_2^0=10^{-5}-10^{-2}$, $H=1,5-14$, $Re_p^0=6,5 \cdot 10^6 \cdot \delta=21,4-1300$.

Для численного решения уравнений (1.1), (1.2) использовалась конечно-разностная схема, предложенная в [13, 14]. Уравнения для частиц (1.3) интегрировались с помощью продольно-поперечной схемы [15]. Расчеты проводились на прямоугольной неравномерной сетке, шаг которой сгущался к осям $x=0$, $y=0$. Временной шаг τ выбирался из условия $K=\tau/Mh_{min}=4$, где K — число Куранта, h_{min} — минимальный пространственный шаг сетки. В расчетах использовались сетки 20×20 и 40×40 . В ходе расчетов постоянно контролировалось выполнение законов сохранения массы, энергии, числа частиц в системе. Ряд вариантов был рассчитан также другой программой, в которой уравнения частиц интегрировались по схеме «явный уголок» [16]. Все программы были написаны на языке FORTRAN-IV для ЭВМ ЕС-1040. Время расчета 100 временных слоев на сетке 20×20 составляло 4,5 мин. Более подробно методика численного решения и результаты тестовых расчетов даны в работе [17].

2. Начальная стадия движения совокупности частиц. В проведенных расчетах начальная высота совокупности частиц достигала $(10-14)R$, а взаимодействие падающей совокупности частиц с поверхностью начиналось на расстоянии $(1-2)R$ от поверхности. Поэтому начальную стадию движения совокупности частиц, в течение которой она перемещалась на расстоянии до $12R$, можно рассматривать как движение в неограниченном пространстве.

Неподвижные в начальный момент частицы начинают двигаться под действием силы тяжести. Из-за трения несущая среда вокруг каждой частицы приводится в движение — частица «увлекает» за собой среду. Эффект увлечения усиливается, если расстояния между частицами достаточ-



Фиг. 1

но малы. В результате формируется крупномасштабное, порядка размера облака движение несущей среды; реализуется режим увлечения, при котором скорость совокупности частиц больше скорости падения одиночной частицы того же диаметра в той же безграничной среде.

Если расстояния между частицами велики, то суперпозиция отдельных микродвижений не имеет места, газодинамическое взаимодействие между частицами отсутствует; каждая частица движется как одиночная. Реализуется режим фильтрации.

Различные режимы движения совокупности частиц иллюстрируются на фиг. 1, на которой показано перемещение по вертикали центра тяжести облака в зависимости от времени $y_c(t)$ для $\alpha_2^\circ = 10^{-5}$ (кривая 1), 10^{-4} (2), $3 \cdot 10^{-4}$ (3), 10^{-3} (4), $3 \cdot 10^{-3}$ (5), 10^{-2} (6) при фиксированных значениях $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $Re = 29,05$ (это значение внешнего числа Рейнольдса используется далее во всех расчетах). Участки кривых, на которых сказывается взаимодействие частиц с поверхностью, нанесены штрихпунктирными линиями. Все кривые расположены между кривой $y_c = H - t^2/2$ (кривая A), отвечающей свободному падению частиц при отсутствии сопротивления среды, и кривой $y_1(t)$ (кривая B), описывающей падение одиночной частицы.

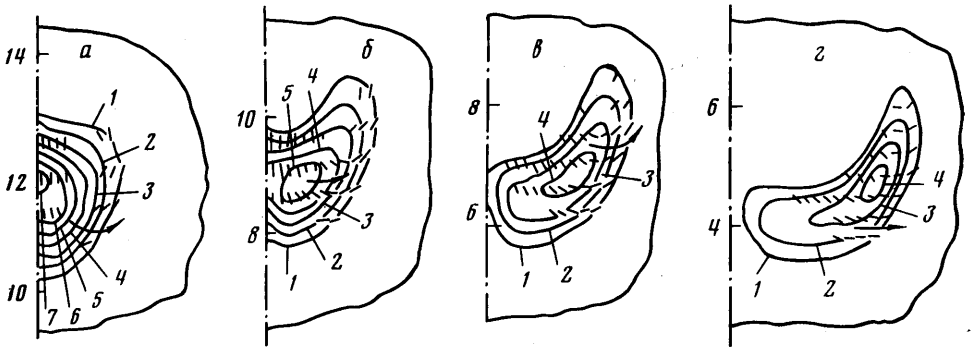
Координата и скорость падения одиночной частицы, испытывающей действие силы тяжести и сопротивления среды, определялись путем интегрирования уравнений движения

$$\frac{dw}{dt} = -1 + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\delta} \exp(-\gamma M^2 y) c_d(Re_p) w^2, \quad \frac{dy}{dt} = w \quad (2.1)$$

с начальными условиями $y(0) = H$, $w(0) = 0$.

При малых концентрациях частиц (малое объемное содержание) координаты центра тяжести всей совокупности частиц (кривые 1, 2) и одиночной частицы почти совпадают (режим фильтрации). С увеличением концентрации частиц (возрастание α_2°) сильнее проявляются коллективные эффекты и скорость падения совокупности увеличивается; кривая $y_c(t)$ приближается к кривой $y_0(t)$.

На фиг. 1 штриховыми линиями для тех же параметров нанесены также кривые $\kappa(t) = u_c/w$, характеризующие увеличение скорости движения центра тяжести совокупности частиц u_c по сравнению со скоростью движения одиночной частицы w . Установившаяся скорость падения одиночной частицы равна $0,31$, а соответствующее число Рейнольдса $Re_p = 135$. Кривые 3–6 отвечают режиму увлечения.



Фиг. 2

Смена режимов движения наблюдается также при изменении δ и при фиксированных остальных параметрах, что отвечает изменению диаметра частиц в облаке фиксированного размера и одной и той же общей массы диспергированных частиц.

Граница двух режимов движения совокупности частиц на плоскости (δ, α_2°) в диапазоне $3,3 \cdot 10^{-5} \leq \delta \leq 2 \cdot 10^{-4}$, $10^{-5} \leq \alpha_2^\circ \leq 10^{-2}$ описывается с 7%-ной погрешностью формулой

$$\lg \alpha_2^\circ = (0,825 \cdot 10^4) \delta - 4,56 \quad (2.2)$$

(К режиму фильтрации отнесены режимы с $\kappa \leq 1,2$). Выше кривой (2.2) реализуется режим увлечения, ниже — режим фильтрации.

Рассмотрим особенности эволюции пространственной конфигурации движущейся совокупности частиц.

В режиме фильтрации каждая частица движется как одиночная и первоначальная форма облака полностью сохраняется. В режиме увлечения, как показывают наши расчеты, первоначальная форма облака непрерывно меняется.

Сначала изолинии концентрации представляют собой концентрические окружности; частицы в системе координат, связанной с центром тяжести совокупности частиц, движутся по замкнутым траекториям.

Совокупность частиц напоминает собой каплю, в центре которой частицы опускаются вниз, а на периферийных участках поднимаются вверх. По мере увеличения скорости «капли» происходит ее деформация и образование воронки в донной части, постепенно «капля» приобретает форму «чаши» (используется терминология, принятая в экспериментальных работах [2—6]). Область газа, охваченная движением, все время увеличивается, формируется крупномасштабное вихревое движение газа, которое вызывает перемещение частиц в поперечных направлениях. Области с максимальной концентрацией частиц все дальше удаляются от плоскости симметрии, на ней происходит разрыв линий равных концентраций, что можно трактовать как возникновение двух симметричных цилиндрических вихрей, в ядрах которых содержатся частицы. В задаче с осевой симметрией аналогом этого решения плоской задачи является, очевидно, вихревое кольцо (тор), диаметр которого со временем увеличивается.

Сказанное иллюстрируется на фиг. 2, на которой показаны поле скоростей газа и линии равных концентраций для $\alpha_2^\circ = 10^{-3}$, $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$ в моменты времени $t = 4,163(a)$, $6,938(e)$, $9,713(z)$, $12,488(e)$. Здесь значение концентрации равно $n = L \cdot 0,1$, где L — номер изолинии.

Заметим, что наблюдатель, регистрирующий области с достаточно большой концентрацией частиц, должен воспринимать процесс эволюции пространственной кон-

фигурации совокупности частиц как смену различных ее форм («капля», «чаша», «тор»). Эти формы неоднократно отмечались в экспериментах (см. [2-6, 8]).

3. Осаждение совокупности частиц на плоскую горизонтальную поверхность. В режиме фильтрации при приближении к поверхности и во время осаждения распределение частиц в системе координат, связанной с их центром тяжести, не меняется, только нижняя часть этого распределения «срезается» поверхностью осаждения. Естественно, в этом случае картина взаимодействия совокупности частиц с поверхностью не меняется при изменении начальной высоты облака.

Интегрируя начальное распределение частиц по координате y в пределах, определяемых вертикальным размером совокупности частиц, получим конечное распределение концентрации частиц на поверхности осаждения (в случае режима фильтрации). Для начального распределения (1.5) получим

$$n_s(x) = \int_0^{\infty} n(x, y, 0) dy = \frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 + \operatorname{erf}(H)] \exp(-x^2) \quad (3.1)$$

где n_s — безразмерная концентрация частиц на поверхности.

Зависимость $n_s(x)$ в (3.1) от начальной высоты обусловлена спецификой распределения (1.5): ни при каких $y \geq 0$ концентрация частиц не обращается в точности в нуль. Для больших высот $H \gg 1$ величина $n_s = \sqrt{\pi} \exp(-x^2)$.

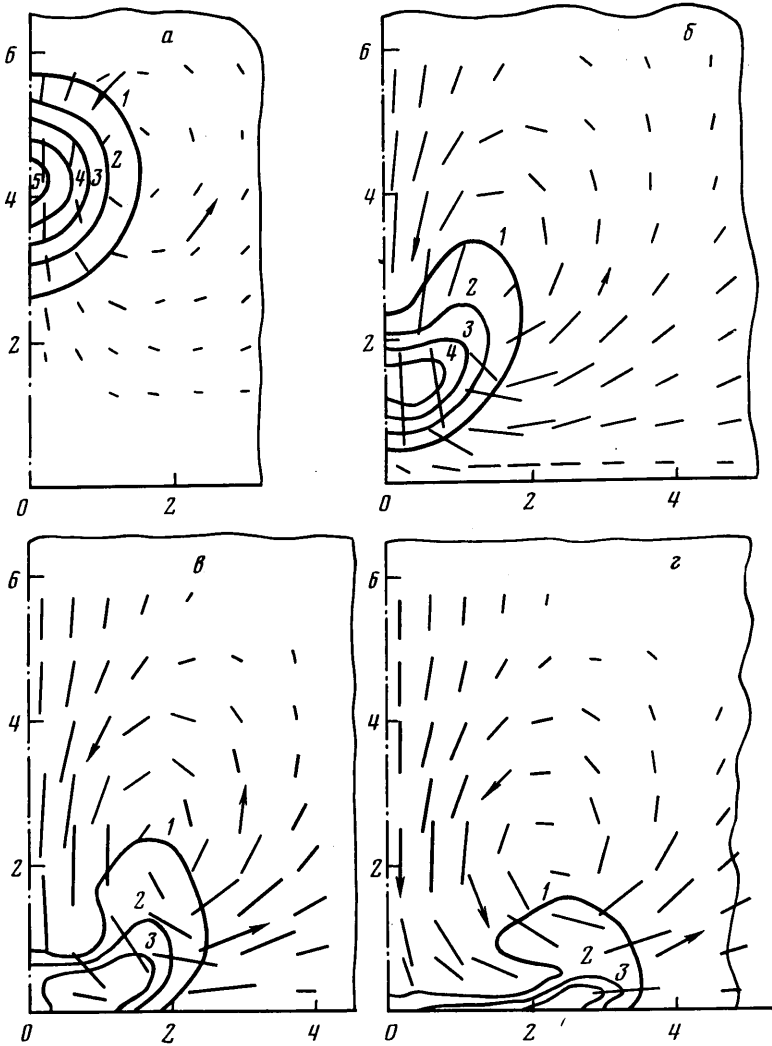
При падении совокупности частиц в режиме увлечения формируется крупномасштабное вихревое движение газа, приводящее к перемещению основной массы частиц в поперечных направлениях (см. фиг. 2). Этот поперечный перенос частиц тем больше, чем с большей высоты они падают. Таким образом, частицы могут осаждаться на поверхности на значительных расстояниях от плоскости симметрии, существенно превышающих радиус облака.

Кроме того, при падении совокупности частиц газ в передней ее части движется по направлению к поверхности. Поэтому при приближении к поверхности наблюдается растекание газа вдоль нее и обусловленный этим движением дополнительный перенос частиц в боковых направлениях. При этом в пограничном слое у поверхности вертикальная скорость движения частиц v_2 становится равной по порядку величины установившейся скорости падения одиночной частицы в неподвижной среде, так как вертикальная компонента скорости газа в пограничном слое мала.

Протекание процесса осаждения в режиме увлечения существенно зависит от начальной высоты облака, диаметра частиц и их объемной доли.

Осаждение совокупности частиц с параметрами $\alpha_2^0 = 10^{-3}$, $\delta = 6,67 \cdot 10^{-5}$, $H = 4,826$ представлено на фиг. 3 в моменты $t = 1,719$ (а), 5,156 (б), 6,875 (в), 8,594 (г); $n = 0,1$ ($2L - 1$). Наблюдается формирование вихревой структуры течения (а), образование чашеобразной формы линий равных концентраций (б), деформация формы облака при осаждении (в), растекание газа вдоль плоской поверхности и распространение частиц вдоль нее (г). Из-за вихревого движения, развивающегося в объеме газа, при осаждении возникает характерный изгиб изолиний концентраций ($n = 0,1 - 0,2$, фиг. 3, в, г).

Вертикальная скорость частиц небольшого размера ($\delta \leq 10^{-5}$) при приближении облака к плоской поверхности (в пограничном слое) становится малой, так как в этой области $|v_2| \sim |w|$, а величина $|w|$ быстро убывает с уменьшением диаметра частицы. Поэтому время осаждения для мелких частиц существенно возрастает. В x -направлении мелкие частицы полностью увлекаются газом со скоростью $u_2 \gg$



Фиг. 3

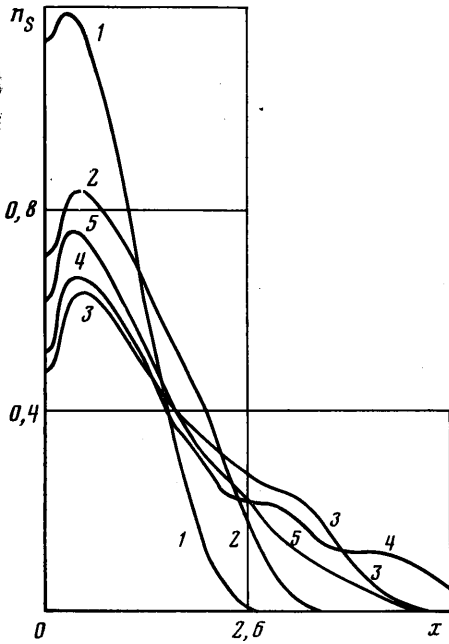
$\gg |v_2|$. В результате торможения мелких частиц в пограничном слое и их растекания вдоль поверхности форма облака у поверхности становится плоской, вытянутой в горизонтальном направлении. Незначительно деформируясь, это образование существует длительное время. Изменение во времени y -координаты центра тяжести совокупности частиц и скорости ее оседания при приближении к поверхности для различных значений параметров показано на фиг. 1 (штрихпунктирные участки кривых).

Процесс осаднения частиц на плоскую поверхность будем характеризовать зависящим от времени распределением концентрации частиц на поверхности и общим количеством частиц, достигших поверхности к моменту t

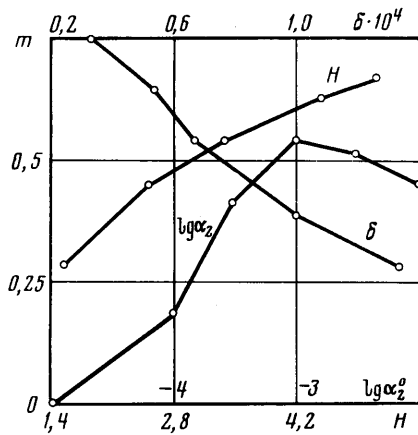
$$n_s(x, t) = - \int_0^t n(x, 0, t') v_2(x, 0, t') dt', \quad N_s(t) = \int_0^\infty n_s dx \quad (3.2)$$

При осаждении частиц в режиме увлечения мгновенные распределения концентрации выпавших частиц характеризуются наличием двух максимумов в симметричных относительно начала координат точках оси x и локальным минимумом при $x=0$. При $\alpha_2^\circ=10^{-3}$, $H=5,12$, $\delta=6,67 \cdot 10^{-5}$ после выпадения примерно половины всех частиц осаждение происходит в основном на периферийных участках поверхности осаждения. Такое поведение кривых осаждения объясняется указанными выше особенностями газодинамического поля, возникающего при падении облака, и в той или иной степени наблюдалось во всех рассчитанных вариантах для режима увлечения.

На фиг. 4 представлены кривые $n_s(x, \infty)$, дающие конечные распределения частиц на поверхности, при изменении начальной концентрации частиц и фиксированных осталь-



Фиг. 4



Фиг. 5

ных параметрах ($\delta=6,67 \cdot 10^{-5}$; $H=3,373$; $\alpha_2^\circ=10^{-4}$ (1), $3 \cdot 10^{-4}$ (2), 10^{-3} (3), $3 \cdot 10^{-3}$ (4), 10^{-2} (5)). Кривая 1 соответствует режиму фильтрации, когда почти все частицы выпадают в области начальной проекции облака на поверхность осаждения. При увеличении α_2° возрастает степень газодинамического взаимодействия частиц, реализуется режим увлечения с ненулевыми x -компонентами скоростей газа и частиц и кривые осаждения принимают вид, характерный для режима увлечения (кривые 2 и 3). Однако при больших значениях α_2° выпадающие на поверхность частицы вновь начинают концентрироваться ближе к плоскости симметрии, а величина максимума концентрации $n_s(x)$ увеличивается (для данных фиг. 4 примерно на 20%, ср. кривые 3–5). Это объясняется тем, что скорость падения совокупности частиц при увеличении α_2° возрастает и при достаточно больших α_2° частицы приобретают значительные вертикальные скорости. Из-за их быстрого падения возникающие поперечные движения газа не успевают перенести частицы на значительные расстояния вдоль поверхности.

Таким образом, численные расчеты показывают, что в широкой области изменения параметров заметная часть общего числа частиц оказывается вне проекции первоначально заданного облака на поверхность осаж-

дения. Количественной характеристикой этого эффекта может служить коэффициент рассеяния облака на плоской горизонтальной поверхности

$$m=1-N_1/N \quad (3.3)$$

Здесь $N=N_s(\infty)$ — полное число частиц в системе, N_1 — число частиц, выпавших в область проекции облака в течение всего процесса. Коэффициент рассеяния m есть доля частиц, осажденных вне начальной проекции облака. В режиме фильтрации, когда частицы движутся по траекториям, практически перпендикулярным плоскости осаждения, коэффициент рассеяния близок к нулю.

Из формулировки задачи в безразмерном виде следует, что в режиме увлечения коэффициент рассеяния зависит от нескольких параметров, из которых наиболее существенными являются H , δ и α_2° . При увеличении начальной высоты облака (фиг. 5; $\alpha_2^\circ=10^{-3}$, $\delta=6,67 \cdot 10^{-5}$) коэффициент рассеяния возрастает, так как с ростом H вихревое движение над поверхностью охватывает больший объем газа, что способствует переносу частиц на большие расстояния от плоскости $x=0$. При неизменных параметрах H и α_2° увеличение диаметра частиц приводит к уменьшению коэффициента рассеяния ($\alpha_2^\circ=10^{-3}$, $H=3,373$). Чем крупнее частицы, тем меньше они вовлекаются в крупномасштабное вихревое движение, приводящее к рассеянию частиц на поверхности осаждения. С увеличением α_2° ($\delta=6,67 \cdot 10^{-5}$, $H=3,373$) коэффициент m возрастает в связи с переходом от режима фильтрации к режиму увлечения. Затем он начинает уменьшаться в соответствии с механизмом, изложенным при обсуждении фиг. 4.

Временной ход процесса осаждения удобно характеризовать двумя величинами: t_{10} — временем, в течение которого выпадает 10% общего числа частиц, и Δt — разностью времен 90%-ного и 10%-ного выпадания частиц. Первая величина выражает время падения облака в пространстве, а вторая — время взаимодействия облака с поверхностью. С увеличением высоты величина Δt возрастает незначительно. Увеличение диаметра частиц при фиксированных остальных параметрах приводит к уменьшению времени осаждения из-за роста скорости падения частиц. Величина Δt резко увеличивается при уменьшении диаметра частиц, что согласуется с общей картиной осаждения мелких частиц, разобранной в начале данного раздела.

Ряд дополнительных характеристик процесса осаждения совокупности частиц и деталей исследования дан в работе [17].

Авторы благодарны В. М. Ентову и В. Б. Либровичу за внимание к работе и Н. Н. Македонской и Н. Ф. Тюняевой за большую помощь при оформлении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burgers J. M. On the influence of the concentration of a suspension upon the sedimentation velocity. Proc. Kon. Nederl. Akad. Wet., 1941, v. 44, № 9, p. 1045–1061; № 10, p. 1177–1195; 1942, v. 45, № 1, p. 9–28; № 2, p. 126–135.
2. Мороз Л. М., Френкель Я. И. К гидродинамике капель суспензии, падающих в чистой дисперсионной среде. — Коллоидн. ж., 1949, т. 11, вып. 3, с. 178–183.
3. Slack G. W. Sedimentation of compact clusters of uniform spheres. — Nature, 1963, v. 200, № 4905, p. 466–467.
4. Slack G. W. Sedimentation of a large number of particles as a cluster in air. — Nature, 1963, v. 200, № 4913, p. 1306.
5. Хоргуани В. Г. О характере и скорости падения системы частиц одинаковых размеров. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1966, т. 11, № 4, с. 394–401.
6. Хоргуани В. Г. О характере обтекания падающей системы частиц одинаковых размеров при $Re < 10^{-1}$. — Тр. Высокотерм. геофиз. ин-та, 1969, вып. 13, с. 97–100.
7. Калажиков Х. А. К полумпирической теории движения системы частиц грубо-дисперсных аэрозолей в вязкой среде. — Тр. Высокотерм. геофиз. ин-та, 1969, вып. 13, с. 101–113.

8. Adachi K., Kiriya S., Yoshioka N. The behavior of a swarm of particles moving in a viscous fluid.— Chem. Eng. Sci., 1978, v. 33, № 1, p. 115–121.
9. Дорфман А. Л. Численное моделирование двухфазных течений с вязкой несущей фазой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 3, с. 49–54.
10. Кульбицкий Ю. Н. Совместное движение многих частиц в однородном вязком потоке в поле известных внешних сил.— В кн.: 5-й Всесоюз. съезд по теорет. и прикл. механике: Аннот. докл. Алма-Ата, 1981. Алма-Ата: Наука, 1981, с. 219–220.
11. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955, 351 с.
12. Нигматуллин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
13. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. М., 1978, 36 с. (Ин-т пробл. механики АН СССР. Препринт № 113).
14. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа.— Инж.-физ. ж., 1980, т. 38, № 3, с. 528–537.
15. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
16. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. М.: Наука, 1974. 255 с.
17. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Численное исследование падения совокупности монодисперсных частиц на плоскую горизонтальную поверхность. М., 1981. (Ин-т проблем мех. АН СССР. Препринт № 191).

Москва

Поступила в редакцию
9.XI.1981