

С.А. Береснев, Д.Д. Рывкин, А.С. Пасечник

Осаждение аэрозольных частиц на поверхности: модель газокINETического взаимодействия и результаты для термофоретического осаждения

Уральский государственный университет, г. Екатеринбург

Поступила в редакцию 27.11.2001 г.

Представлены результаты теоретического анализа проблемы осаждения аэрозольных частиц на поверхности. Предлагается газокINETическая модель элементарных процессов взаимодействия частицы и поверхности осаждения с учетом различного рода неоднородностей газовой среды. Обсуждаются классификационные схемы для режимов осаждения, базирующиеся на введении трех чисел Кнудсена. Проведена постановка задачи о термофоретическом осаждении частицы нормально к поверхности, представлены результаты анализа для свободно-молекулярного и вязкого со скольжением режимов осаждения. Предлагается способ учета броуновского движения субмикронных частиц. Обсуждается связь разрабатываемой газокINETической модели с динамическими моделями взаимодействия частица – поверхность.

Введение

В ходе пространственно-временной эволюции аэродисперсных систем важную роль играют процессы осаждения и отрыва аэрозольных частиц с поверхностей. Разнообразие условий и режимов осаждения порождает множество теоретических моделей и подходов к решению проблемы [1].

Взаимодействие частиц с поверхностью может быть физико-химическим или электростатическим (включая действие ван-дер-ваальсовских и кулоновских сил), а также *газокINETическим*, аналогичным гидродинамическому взаимодействию [2]. К сожалению, характеристики газокINETического взаимодействия частиц с поверхностью не являются столь же хорошо понятными и изученными, как характеристики гидродинамического взаимодействия. Как правило, газ невозможно трактовать как континуум вследствие его разреженности и молекулярных эффектов. Более того, процессы осаждения обычно протекают в широких диапазонах изменения давления и температуры газа, приводящих к совершенно иным типам взаимодействия частица – поверхность, нежели при континуальных условиях.

В реальных атмосферных или технологических процессах реализуется все многообразие газокINETических режимов осаждения – от режима сплошной среды (грубодисперсный аэрозоль) до режима ультрадисперсного газа (высокодисперсный аэрозоль); проявляются всевозможные неоднородности газовой среды, обусловленные градиентами давления, температуры и концентрации; на частицы могут действовать внешние поля – гравитационное, электростатическое или электромагнитное. Соответствующие этому форетические явления в аэрозолях (термо-, диффузио-, электро-, турбо-, фотофорез) в основном исследованы

в рамках модели аэрозольных частиц в безграничном объеме газа. Наличие поверхностей осаждения порождает целый ряд газокINETических эффектов и закономерностей, которые изучены весьма фрагментарно и несистематично. Целью данной работы является попытка последовательного применения газокINETической модели элементарных процессов взаимодействия частицы и поверхности при учете различных неоднородностей газовой среды. Иллюстрацией работоспособности и эффективности модели являются результаты по термофоретическому осаждению для некоторых газокINETических режимов. Кратко проанализированы возможности учета в модели других определяющих физических факторов (например, броуновской диффузии частиц). Показаны необходимость и взаимосвязь применяемой модели газокINETического взаимодействия с последующими динамическими моделями, описывающими адгезионное взаимодействие, столкновения и отрыв частиц от поверхности осаждения.

Постановка задачи и классификация режимов осаждения

Рассмотрим сферическую частицу радиуса R , взвешенную в газе на расстоянии a от одной из двух параллельных плоскостей на удалении L друг от друга (рис. 1). Подразумевается, что нижняя плоскость и есть собственно поверхность осаждения. Наличие верхней плоскости удобно для введения классификации режимов осаждения и, кроме того, порождает особый класс задач (осаждение частиц из ограниченного объема газа). Поверхности могут иметь одинаковые либо различные температуры, что важно для проблемы термофоретического осаждения частиц. На частицу

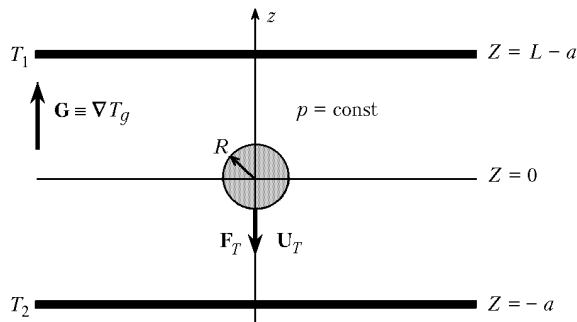


Рис. 1. Постановка задачи о термофоретическом осаждении частицы на поверхность

могут действовать различные силы, порожденные как неоднородностями газовой среды, так и неоднородностью температуры поверхности частицы (сила сопротивления; термо-, диффузио-, фотофоретическая силы). Ниже, по умолчанию, рассматривается наиболее

известный в литературе случай термофоретического осаждения частиц. Направления мгновенных векторов сил и скоростей движения частицы в общем случае произвольны по отношению к поверхности осаждения.

Пусть l – средняя длина свободного пробега молекул при фиксированном давлении газа между пластинами p . Тогда можно ввести три безразмерных критерия подобия, характеризующих степень разреженности газа: $Kn_R = l/R$, $Kn_L = l/L$ и $Kn_a = l/a$. Эти три числа Кнудсена не являются совершенно независимыми, так как существует очевидное условие $R < a < L$ и практическое ограничение $R \ll L$ (размер частиц обычно много меньше, чем характерный размер области осаждения; случай $R \approx L$ в принципе возможен, но требует отдельного рассмотрения). Поэтому обычно $Kn_R > Kn_a > Kn_L$, а также $Kn_R \gg Kn_L$. Таким образом, может быть рассмотрена следующая классификационная схема (рис. 2) для режимов осаждения.

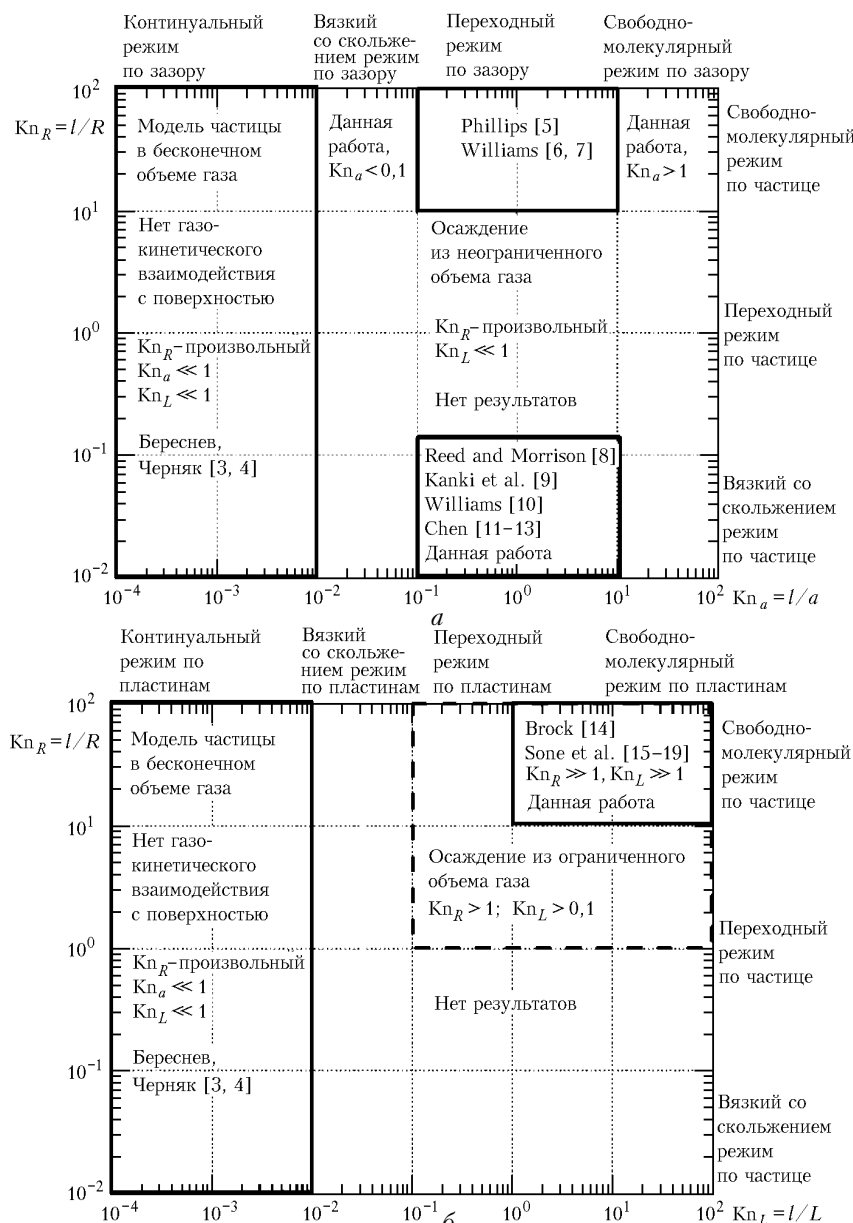


Рис. 2. Классификация режимов термофоретического осаждения из неограниченного (а) и ограниченного (б) объемов газа

1) $Kn_L \rightarrow 0$ (осаждение из неограниченного объема газа, рис. 2,а). Верхняя пластина практически не оказывает влияния на процесс осаждения. Если при этом и $Kn_a \ll 1$, то реализуется режим движения частицы в безграничном объеме газа, причем Kn_R может быть любым. Газокинетическое взаимодействие частицы и поверхности осаждения отсутствует. Для этой ситуации известны многочисленные теоретические результаты, полученные различными методами (см., например, обзоры в [3, 4]). Случай $Kn_a \geq 0,1$ (частица находится на расстояниях порядка средней длины свободного пробега молекул газа от нижней плоскости) уже подразумевает взаимодействие частицы и поверхности, при этом Kn_R также может быть произвольным. Число известных теоретических результатов здесь относительно невелико (например, [5–7] для $Kn_R \gg 1$; [8–13] для $Kn_R \ll 1$; промежуточный по частице режим до сих пор исследован не был). Наконец, возможен вариант $Kn_a \gg 1$ (частица находится достаточно близко к поверхности), где необходимы как расчет свободномолекулярного газокинетического взаимодействия частицы и поверхности, так и учет действия адгезионных сил между ними.

2) $Kn_L \geq 0,1$ (осаждение из ограниченного объема, рис. 2,б). Здесь в общем случае $Kn_R \geq 1$. Обычно для частицы реализуется свободномолекулярный режим осаждения ($Kn_R \gg 1$) при любых зазорах a . Для данного случая также известны некоторые теоретические подходы и результаты, в частности результаты [14] и данные систематического анализа свободномолекулярных течений газа с частицами [15–19]. Следует отметить, что из литературы не известны результаты, которые оценивали бы конкуренцию газокинетических и адгезионных сил взаимодействия, что является принципиально важным в данном режиме осаждения.

Газокинетическое взаимодействие между частицей и плоскостью

Авторам известен единственный теоретический подход, анализирующий задачу газокинетического взаимодействия частицы и плоской поверхности [20]. В соответствии с ним проблема заключается в определении взаимосвязи сил и вращательных моментов, действующих на сферическую частицу вблизи поверхности, и линейной и угловой скоростей движения частицы. Пусть U и Ω – трансляционная и угловая скорости частицы на некотором расстоянии a вблизи плоскости, а F и T – сила и вращательный момент, действующие на частицы со стороны газовой среды. Эти величины связаны соотношением вида

$$\begin{pmatrix} F \\ T \end{pmatrix} = \eta_g \begin{pmatrix} A & \tilde{B} \\ B & C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ \Omega \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где η_g – коэффициент вязкости газа. Квадратичная матрица в (1) носит название матрицы сопротивления [2, 20]. Обратная ей матрица

$$\begin{pmatrix} U \\ \Omega \end{pmatrix} = \frac{1}{\eta_g} \begin{pmatrix} a & \tilde{b} \\ b & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F \\ T \end{pmatrix} \quad (2)$$

называется матрицей подвижности. Методами термодинамики необратимых процессов, основываясь на соотношениях взаимности Онзагера, можно показать симметричность коэффициентов этих матриц [21]. Поскольку при этом не привлекаются какие-либо конкретные уравнения движения газовой среды, то соотношения (1)–(2) справедливы при любых газокинетических режимах течения и условиях взаимодействия газ – поверхность частицы [20]. При представлении коэффициентов обеих матриц в виде

$$\begin{aligned} A &= X^A \hat{k}\hat{k} + Y^A (\hat{i}\hat{i} + \hat{j}\hat{j}), & a &= x^a \hat{k}\hat{k} + y^a (\hat{i}\hat{i} + \hat{j}\hat{j}), \\ B &= Y^B (\hat{i}\hat{j} - \hat{j}\hat{i}), & b &= y^b (\hat{i}\hat{j} - \hat{j}\hat{i}), \\ C &= X^C \hat{k}\hat{k} + Y^C (\hat{i}\hat{i} + \hat{j}\hat{j}), & c &= x^c \hat{k}\hat{k} + y^c (\hat{i}\hat{i} + \hat{j}\hat{j}), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ – единичные векторы вдоль положительных направлений осей декартовой системы координат в центре частицы [2], получаем десять скалярных функций X^A, Y^A, Y^B, X^C, Y^C и x^a, y^a, y^b, x^c, y^c , которые нужно рассчитать газокинетическим путем для полного определения матриц сопротивления и подвижности [20].

Таким образом, если известны векторы угловой и трансляционной скорости частицы в какой-либо точке пространства вблизи поверхности осаждения, то сила и вращательный момент определяются соотношением (1) при известных коэффициентах матрицы сопротивления. Если же, наоборот, известны сила и вращательный момент, то угловая и трансляционная скорости определяются соотношением (2) при заданных коэффициентах матрицы подвижности. Данный формализм, по видимому, исчерпывает все возможные варианты динамического поведения частицы вблизи поверхности осаждения с учетом их газокинетического взаимодействия.

Принципиально важным является утверждение о необходимости вычисления двух определяющих величин: либо пары F и T , либо пары U и Ω . Результаты известных работ не всегда отвечают этому требованию, причем традиционно игнорируется проблема определения вращательного момента T или угловой скорости частицы Ω . Классическим примером необходимости учета данных характеристик является проблема Сэффмена [22] – возникновение подъемной силы, действующей на частицу в сдвиговом потоке газа вблизи поверхности. Кроме того, в рамках данного подхода удается универсально рассмотреть осаждение частицы под произвольным углом к поверхности (обычно такие результаты получают как суперпозицию нормального и касательного движений частицы к поверхности осаждения, например [13]).

Определение коэффициентов матриц сопротивления и подвижности возможно только при решении конкретных элементарных задач с учетом особенностей, отмеченных при классификации режимов осаждения (сам формализм подхода [20] не включает в себя эти особенности). Такими элементарными задачами, на наш взгляд, являются задачи о гравитационном осаждении частицы, об осаждении частиц в полях тем-

пературы, концентрации и электромагнитного излучения (термо-, диффузно- и фотофоретическое осаждение). Вероятно, что данный подход может оказаться полезным и в проблеме турбулентного осаждения аэрозолей [1]. Некоторые результаты для коэффициентов матриц приведены в [20] (в основном анализируются данные расчета силы сопротивления частицы при ее движении нормально к поверхности осаждения). Там же представлен достаточно подробный обзор результатов и методов описания гидродинамического взаимодействия частицы и поверхности осаждения. В данной статье приведены некоторые результаты решения элементарной задачи о термофоретическом осаждении частицы нормально к поверхности осаждения в свободномолекулярном и вязком со скольжением режимах.

Термофоретическое осаждение частицы

Постановка задачи. Рассмотрим задачу о нормальном к поверхности осаждении сферической частицы с коэффициентом теплопроводности λ_p в плоскопараллельном зазоре шириной L и температурами стенок $T_1 > T_2$ при постоянном давлении газа p (см. рис. 1). Такая постановка задачи соответствует режимам осаждения из ограниченного и неограниченного объема газа согласно введенной выше классификации. Если не предполагается специально, то при нормальном осаждении не возникает вращательного момента T , а угловая скорость частицы Ω равна 0.

Поскольку скорость термофоретического движения частицы U_T полагается малой по сравнению с характерными скоростями теплового движения молекул \bar{v}_g , то оправдана квазистационарная постановка задачи [23]. Очевидно, что присутствие поверхностей предполагает нестационарность движения, поскольку частица движется в направлении одной из них: величина расстояния между частицей и плоскостью a есть функция времени $a = a(t)$, поэтому термофоретическая сила $F_T = F_T(a)$, сила сопротивления $F_D = F_D(a)$, другие возможные силы и скорость движения частицы $U_T = U_T(a)$ также являются функциями времени t . Однако если скорость движения частицы $U_T = |da/dt| \ll \bar{v}_g$, то за время релаксации температурного поля в окрестности частицы $t_T \approx l/\bar{v}_g$ она переместится на расстояние $\sim |da/dt| \bar{v}_g^{-1} \ll l$, т.е. может считаться практически неподвижной. Поэтому все рассматриваемые макропараметры, устанавливающиеся за время t_T , считаются зависящими только от величины зазора a , а сама величина a полагается заданной в каждый момент времени t .

В любом режиме осаждения вначале решается тепловая задача об отыскании полей температуры в газе T_g и на поверхности частицы T_s , затем определяются термофоретическая сила $F_T(a)$ и сила сопротивления $F_D(a)$, являющиеся функциями расстояния частицы от поверхности осаждения a . После этого

вычисляется мгновенная скорость термофоретического движения частицы $U_T(a)$.

Свободномолекулярный режим осаждения

1. Анализ случая $\text{Kn}_R \gg 1$, $\text{Kn}_a \ll 1$

Если частица физически мала, т.е. $\text{Kn}_R = l/R \gg 1$, то она не возмущает состояние газа и для его описания возможно воспользоваться объемными функциями распределения молекул по скоростям из метода Чепмена–Энскога [24]. Рассмотрим ситуацию, когда частица находится на достаточном удалении от каждой из пластин ($\text{Kn}_a \leq 0,1$). В этом случае термофоретическая сила должна лишь незначительно отличаться от соответствующего результата для безграничного газа. Профиль температуры между пластинами может быть определен на основе решения задачи о теплопереносе между двумя параллельными плоскостями [25]):

$$\begin{aligned} [T_1 - T(z)] / (T_1 - T_2) &= \delta/2 + \\ &+ (1 - \delta) (L - a - z) / L, \\ \delta &= [1 + 4 / (15 \text{Kn}_L)]^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда

$$T(z) = T_0 (1 + \tau),$$

где

$$\tau(z) = (1/T_0) (1 - \delta) Gz,$$

а температура

$$\begin{aligned} T_0 &= T(z = 0) = T_1 - \\ &- (T_1 - T_2) [1 - \delta/2 - (1 - \delta) a/L]. \end{aligned}$$

Для дальнейшего решения необходимо задать функции распределения падающих и отраженных от поверхности частицы молекул газа. Первую из них выберем в виде первого приближения теории Чепмена–Энскога [24], причем она сохраняется вплоть до поверхности частицы. Для функции распределения отраженных молекул используем зеркально-диффузную схему граничных условий [25]. Отыскивая температуру частицы в виде $T_s(\theta_0) = T_0 [1 + \tau_s(\theta_0)]$ (θ_0 – полярный угол, взятый на поверхности частицы), в ходе решения тепловой задачи получаем

$$\begin{aligned} \tau_s(\theta_0) &= [15Gl / (8T_0) - \pi^{1/2} u_\infty / 4] \times \\ &\times \varepsilon \cos \theta_0 \{ \lambda_p T_0 / [Rp(2kT_0 / (\pi m))^{1/2}] + \varepsilon \}^{-1}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $u_\infty = U_\infty [m / (2kT_0)]^{1/2}$ – безразмерная скорость центра масс газа относительно неподвижной частицы; m – масса молекулы; k – постоянная Больцмана; ε – коэффициент диффузного отражения молекул от поверхности частицы.

Полная сила, действующая на частицу со стороны газа, рассчитывается интегрированием по поверхности полного потока импульса, приносимого падающими и отраженными молекулами:

$$\begin{aligned}
F &= F_D + F_T = \int_S (P^- + P^+) dS = \\
&= 2\pi R^2 \int_0^\pi (P^- + P^+) \sin \theta_0 d\theta_0, \\
P^\mp &= m \int v_r v_z f^\mp(r=R) dv. \quad (6)
\end{aligned}$$

Сила сопротивления имеет вид

$$\begin{aligned}
F_D(a) &= - (16/3) \pi^{1/2} p R^2 [m/(2kT_1)]^{1/2} \times \\
&\times \{1 - (1 - T_2/T_1) [1 - \delta/2 - (1 - \delta) a/L]\}^{-1/2} \times \\
&\times [1 + (\pi/8) \varepsilon] U_\infty. \quad (7)
\end{aligned}$$

В случае малых температурных перепадов ($T_1 - T_2$)/ $T_1 \ll 1$ получаем

$$\begin{aligned}
F_D(a) &= F_D^0 [1 + (1/2) \Gamma(a)], \\
\Gamma(a) &= (1 - T_2/T_1) [1 - \delta/2 - (1 - \delta) a/L], \quad (8)
\end{aligned}$$

где F_D^0 – свободномолекулярная сила сопротивления в безграничном объеме газа [4].

Термофоретическая сила имеет вид

$$\begin{aligned}
F_T(a) &= - 4pR^2 Gl/T_1 \{1 - (1 - T_2/T_1) [1 - \delta/2 - \\
&- (1 - \delta) a/L]\}^{-1}. \quad (9)
\end{aligned}$$

Для малых температурных перепадов получаем

$$F_T(a) = F_T^0 [1 + \Gamma(a)], \quad (10)$$

где F_T^0 – термофоретическая сила в безграничном объеме газа [3]. Скорость термофоретического осаждения частицы представляется в виде

$$\begin{aligned}
U_T &= - (3\pi^{-1/2}/4) [2kT_1/m]^{1/2} (Gl/T_1) \times \\
&\times [1 + (\pi/8) \varepsilon] \{1 - (1 - T_2/T_1) \times \\
&\times [1 - \delta/2 - (1 - \delta) a/L]\}^{-1/2}. \quad (11)
\end{aligned}$$

Для малых перепадов температур данное выражение сводится к виду

$$U_T = - [5 + (\pi/8) \varepsilon]^{-1} (\lambda_g G/p) [1 + \Gamma(a)], \quad (12)$$

где λ_g – теплопроводность газа.

В пределе $\text{Kn}_L \rightarrow 0$ полученные выражения переходят в хорошо известные соотношения для модели частицы в безграничном объеме газа [3, 4].

2. Анализ случая $\text{Kn}_R \gg 1$, $\text{Kn}_L \rightarrow 0$

Рассмотрим ситуацию, когда при $\text{Kn}_R \gg 1$ частица находится в непосредственной близости от нижней поверхности с температурой T_2 , так что молекулы газа без столкновений движутся от пластины к частице ($\text{Kn}_a \geq 1$ или даже $\text{Kn}_a \gg 1$). Верхняя пластина находится очень далеко от частицы или отсутствует вообще, поэтому $\text{Kn}_L \rightarrow 0$. Функцию распределения

падающих на частицу и поверхность молекул сверху вновь выберем в виде первого приближения теории Чапмена–Энскога [24]. Со стороны пластины функцию распределения падающих на частицу молекул выбираем в виде максвелловской функции с учетом температурного скачка [25]. После решения тепловой задачи определяем величину термофоретической силы

$$F_T = (\pi/4) R^2 p (Ga/T_1) (1 - \delta) [1 - \Gamma(a)]^{-1}. \quad (13)$$

Скорость термофоретического осаждения U_T может быть определена аналогично п. 1.

3. Анализ случая $\text{Kn}_R \gg 1$, $\text{Kn}_L \gg 1$

Попытаемся обобщить результат [14] для случая безстолкновительного, ультраразреженного газа между пластинами (см. рис. 2,б). Так как частица мала и не возмущает состояние газа, то можем вновь использовать решение задачи о теплопереносе между пластинами [25] для нахождения распределения температуры и числовой плотности. При полностью диффузном отражении молекул газа от пластин они равны:

$$\begin{aligned}
n_0 &= (n_1 + n_2)/2, \quad T_0 = (T_1 T_2)^{1/2}, \\
n_{1,2} &= 2n_0 T_{2,1}^{1/2} / (T_1^{1/2} + T_2^{1/2}).
\end{aligned}$$

Функции распределения отраженных от поверхностей молекул f_1 и f_2 выбираем максвелловскими. Так как межмолекулярные столкновения между пластинами отсутствуют, то полная функция распределения падающих на поверхность частицы молекул газа

$$\begin{aligned}
f^- &= f_1 H_1(v_z) + f_2 H_2(v_z), \\
H_1(v_z) &= \begin{cases} 0, & v_z \geq 0 \\ 1, & v_z < 0 \end{cases}, \quad H_2(v_z) = \begin{cases} 1, & v_z \geq 0 \\ 0, & v_z < 0 \end{cases}. \quad (14)
\end{aligned}$$

Вычисление термофоретической силы согласно уравнению (6) дает

$$F_T = - \pi R^2 p (T_1^{1/2} - T_2^{1/2}) / (T_1^{1/2} + T_2^{1/2}). \quad (15)$$

При малых перепадах температуры полученное выражение можно линеаризовать и получить результат [14]:

$$F_T = - (\pi/4) R^2 p (1 - T_2/T_1). \quad (16)$$

Достаточно просто обобщить выражения (15) и (16) на случай произвольной аккомодации энергии молекул газа на поверхностях пластин. Можно показать, что величина энергетической аккомодации на поверхности частицы при отсутствии межмолекулярных столкновений не сказывается на величине термофоретической силы. Пусть α_{E1} и α_{E2} – коэффициенты аккомодации энергии на пластинах 1 и 2 соответственно. Тогда согласно [25] молекулы газа отражаются от пластин не с температурами T_1 и T_2 , а с температурами T_{r1} и T_{r2} соответственно, в выражениях для которых учтена возможность произвольной энергетической аккомодации. В этом случае для термофоретической силы имеем

$$F_T = -\pi R^2 p \frac{[\alpha_{E2}(1-\alpha_{E1})T_2 + \alpha_{E1}T_1]^{1/2} - [\alpha_{E1}(1-\alpha_{E2})T_1 + \alpha_{E2}T_2]^{1/2}}{[\alpha_{E2}(1-\alpha_{E1})T_2 + \alpha_{E1}T_1]^{1/2} + [\alpha_{E1}(1-\alpha_{E2})T_1 + \alpha_{E2}T_2]^{1/2}}. \quad (17)$$

При малой разности температур между пластинами получим обобщение результата [14]:

$$F_T = -(\pi/4)[\alpha_{E1} \alpha_{E2}/(\alpha_{E1} + \alpha_{E2} - \alpha_{E1} \alpha_{E2})] \times \\ \times R^2 p(1 - T_2/T_1). \quad (18)$$

Вязкий со скольжением режим осаждения

Анализ случая $Kn_R \ll 1$, $Kn_L \rightarrow 0$. Рассмотрим ситуацию, когда сферическая частица радиуса R находится на расстоянии a от плоской поверхности, поддерживаемой при постоянной температуре T_0 . Вдали от частицы и поверхности осаждения задан постоянный градиент температуры G вдоль оси OZ . Для решения задач такого рода удобно использовать биполярные координаты (ξ, η, θ) , подробно описанные в [10]. Тепловая задача для отыскания полей температуры газа T_g и частицы T_p сводится к решению уравнений Лапласа в указанной системе координат с граничными условиями равенства температур газа, частицы и поверхности осаждения (без учета скачков температуры) и непрерывности потоков тепла. Для нахождения полей течения газа воспользуемся методом функций тока [2]. В граничных условиях на поверхности частицы учтем возможность теплового скольжения газа. Из анализа внешней (газ) и внутренней (частица) тепловой задачи следует [26], что аналитическое решение возможно лишь для достаточно больших зазоров a (частица находится не слишком близко от поверхности осаждения). Воспользовавшись этим приближением, получаем аналитическое решение краевой задачи для функций тока, а затем вычисляем полную силу $F = F_D + F_T$, действующую на частицу. В результате получаем

$$F_D = -8\pi\eta_g R U \text{sh} \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)}{(2n+3)(2n-1)} \times \\ \times \left\{ \frac{(2n+1) \text{sh} 2\alpha + 2 \text{sh} (2n+1) \alpha}{4 \text{sh}^2 [(2n+1) \alpha/2] - (2n+1)^2 \text{sh}^2 \alpha} - 1 \right\}, \quad (19)$$

$$F_T = -16\pi\eta_g \sigma G R \text{sh}^2 \alpha \sum_{n=1}^{\infty} n(n+1) \text{sh} [(2n+1) \alpha/2] \times \\ \times \frac{2 \text{sh} \alpha \exp [-(2n+1) \alpha/2] + (1-1/\Lambda) \varphi_n}{4 \text{sh}^2 [(2n+1) \alpha/2] - (2n+1)^2 \text{sh}^2 \alpha}, \quad (20)$$

где угол α в биполярной системе координат определяется из условия $\text{ch} \alpha = a/R$, $\sigma = \eta_g K_{ts}/(\rho_g T_0)$, K_{ts} – коэффициент теплового скольжения газа [24], все остальные обозначения соответствуют стандартным обозначениям [10]. Определение скорости термофоретического осаждения U_T из условия $F = 0$ завершает решение задачи.

Учет броуновской диффузии при термофоретическом осаждении частиц

При вычислении термофоретических сил для различных режимов осаждения не учитывалось влияние броуновского движения частиц (как поступательного, так и вращательного). Ответ на вопрос о влиянии вращательного броуновского движения дан в [23, 27]: для не экстремально малых частиц характерное время поворота сферы на заметный угол много больше характерного времени распределения температуры на поверхности частицы. Однако корректный учет поступательного броуновского движения частиц необходим, так как оно существенно модифицирует процесс осаждения субмикронных аэрозолей [27]. В [28] предпринята попытка введения обобщенного коэффициента броуновской диффузии для задач осаждения аэрозоля на поверхность. Он учитывает наличие поверхности осаждения и позволяет провести оценки значимости броуновского движения частиц для различных режимов осаждения в зависимости от совокупности определяющих параметров. Таким образом, модель газокINETического взаимодействия должна включать в себя и механизм броуновской диффузии частиц.

Динамические модели взаимодействия частица – поверхность

Конечным результатом разрабатываемой модели газокINETического взаимодействия являются мгновенные значения векторов сил и скоростей в зависимости от расстояния до поверхности осаждения. Данная входная информация является необходимой и достаточной для реализации различных вариантов динамических моделей, учитывающих адгезионное взаимодействие, столкновения, прилипание и отрыв частиц от поверхности осаждения. Среди моделей данного типа отметим результаты [29–32]. Таким образом, становятся понятными роль и место модели газокINETического взаимодействия в сложных и многоступенчатых процессах осаждения: она дает первичную информацию о силах, вращательных моментах и скоростях частиц, обусловленных различными неоднородностями газовой среды и особенностями режимов осаждения. Не вызывает сомнения, что дальнейшее динамическое поведение частиц вблизи поверхностей будет во многом определяться их «газокINETической» предысторией.

Заключение

Данная работа (наряду с [28]) представляет лишь начальный этап в обширной программе изучения газокINETического взаимодействия частица –

поверхность осаждения. Объем статьи не позволяет провести детальный анализ результатов теории термодиффузионного осаждения частиц, обсудить детали достаточно сложного математического формализма. В последующих публикациях предполагается представить результаты газокINETической модели для диффузионного и фотофоретического осаждения частиц. Основные трудности в расчетах возникают при анализе режима осаждения при $Kn_R \approx 1$ и $Kn_L \approx 1$ (результаты такого рода на сегодняшний день отсутствуют вообще).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 99-01-00143 и № 01-01-96451) и Программы сотрудничества Минобразования и Минобороны Российской Федерации «Научно-инновационное сотрудничество».

1. Williams M.M.R., Loyalka S.K. Aerosol science: theory and practice. Oxford: Pergamon Press, 1991. 446 p.
2. Хантель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976. 631 с.
3. Beresnev S.A., Chernyak V.G. Thermophoresis of a spherical particle in a rarefied gas: Numerical analysis based on the model kinetic equations // Phys. Fluids. 1995. V. 7. № 7. P. 1743–1756.
4. Beresnev S.A., Chernyak V.G., Fomyagin G.A. Motion of a spherical particle in a rarefied gas. Part 2. Drag and thermal polarization // J. Fluid Mech. 1990. V. 219. P. 405–421.
5. Phillips W.F. Thermal force on spherical particles in a rarefied gas // Phys. Fluids. 1972. V. 15. № 6. P. 999–1003.
6. Williams M.M.R. The influence of a plane boundary on the thermophoretic force in the Knudsen regime // J. Colloid and Interface Sci. 1987. V. 117. № 1. P. 193–199.
7. Williams M.M.R. The thermophoretic force in the Knudsen regime near a wall // Phys. Fluids. 1988. V. 31. № 5. P. 1051–1057.
8. Reed L.D., Morrison F.A. Particle interactions in low Knudsen number thermophoresis // J. Aerosol Sci. 1975. V. 6. P. 349–365.
9. Kanki T., Iuchi S., Miyazaki T., Ueda H. On thermophoresis of relatively large aerosol particles suspended near a plate // J. Colloid and Interface Sci. 1985. V. 107. № 2. P. 418–428.
10. Williams M.M.R. The thermophoretic force between a sphere and a plane surface // J. Colloid and Interface Sci. 1988. V. 122. № 1. P. 110–119.
11. Chen S.H. Thermophoretic deposition of a sphere normal to a plane surface // Aerosol Sci. Technol. 1999. V. 30. № 4. P. 364–382.
12. Chen S.H. Thermophoretic motion of a sphere parallel to an insulated plane // J. Colloid and Interface Sci. 2000. V. 224. № 1. P. 63–75.
13. Chen S.H. Boundary effects on a thermophoretic sphere in an arbitrary direction of a plane // AIChE Journal. 2000. V. 46. № 12. P. 2352–2368.
14. Brock J.R. On radiometer forces // J. Colloid and Interface Sci. 1967. V. 25. P. 564–567.
15. Sone Y. Highly rarefied gas around a group of bodies with various temperature distributions. 1. Small temperature variation // J. Mecanique Theor. Appliquee. 1984. V. 3. № 2. P. 315–328.
16. Sone Y. Highly rarefied gas around a group of bodies with various temperature distributions. 2. Arbitrary temperature variation // J. Mecanique Theor. Appliquee. 1985. V. 4. № 1. P. 1–14.
17. Sone Y. Boundary temperature effect in a highly rarefied gas // Phys. Fluids. 1985. V. 28. № 1. P. 419–420.
18. Aoki K., Bardos C., Gorse F., Kogan M.N., Sone Y. Steady flows of a rarefied gas around arbitrary obstacle distributions // Eur. J. Mech. B/Fluids. 1993. V. 12. № 5. P. 565–577.
19. Cercignani C., Frezzotti A. On the absence of motion in certain nonequilibrium states of gases in free-molecular regime: general considerations and pipe flow // Phys. Fluids. 1993. V. 5A. № 10. P. 2551–2556.
20. Ying R., Peters M.H. Interparticle and particle-surface gas dynamic interactions // Aerosol Sci. Technol. 1991. V. 14. № 4. P. 418–433.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 5. Ч. 1. Статистическая физика. 4-е изд. М.: Наука – Физматлит, 1995. 608 с.
22. Saffman P.G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // J. Fluid Mech. 1965. V. 22. Part 2. P. 385–400.
23. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1955. 352 с.
24. Ферziger Дж., Канер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 536 с.
25. Кошмаров Ю.А., Рыжов Ю.А. Прикладная динамика разреженного газа. М.: Машиностроение, 1977. 184 с.
26. Морс Ф.М., Феибах Г. Методы теоретической физики. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. Т. 2. 895 с.
27. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию. М.: Мир, 1987. 280 с.
28. Рывкин Д.Д., Береснев С.А. Оценка влияния броуновской диффузии при термодиффузионном осаждении аэрозоля на поверхность // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 6–7. С. 685–686.
29. Brach R.M., Dunn P.F. Macrodynamics of microparticles // Aerosol Sci. Technol. 1995. V. 23. № 1. P. 51–71.
30. Dahneke B. Particle bounce or capture-search for an adequate theory. 1. Conservation-of-energy model for a simple collision process // Aerosol Sci. Technol. 1995. V. 23. № 1. P. 25–39.
31. Andres R.P. Inelastic energy transfer in particle / surface collisions // Aerosol Sci. Technol. 1995. V. 23. № 1. P. 40–50.
32. Paw U.K.T., Braaten D.A. New perspectives on rebound and reentrainment processes // Aerosol Sci. Technol. 1995. V. 23. № 1. P. 40–50.

S.A. Beresnev, D.D. Ryokin, A.S. Pasechnik. Deposition of aerosol particles on a surface: the model of gas-kinetic interaction and results for thermophoretic deposition.

The results of theoretical analysis for the deposition of aerosol particles on a surfaces are presented. The gas-kinetic model of the elementary particle-surface interaction processes taking into account different kinds of gas inhomogeneities is described. The classification schemes for deposition modes based on introduction of three Knudsen numbers are considered. The statement of the problem for the thermophoretic deposition normal to the surface is considered, and the results for free-molecular and viscous slip-flow regimes are presented. The Brownian diffusion of submicron aerosol particles is taken into account. The connection of developed gas-kinetic model with the dynamic particle – surface interaction theories is considered.