

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПУТЕЙ СООБЩЕНИЯ

З.Л. Шулиманова, Е.Р.Щукин

**ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ
ИЗ НЕОДНОРОДНЫХ ГАЗОВЫХ
ПОТОКОВ, ОБТЕКАЮЩИХ МАССО-
И ТЕПЛООБМЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ**

Монография

РОАТ

М о с к в а — 2 0 0 9

УДК 533.72

ББК 22.365

Ш 955

Шулиманова З.Л., Щукин Е.Р. Осаждение частиц из неоднородных газовых потоков, обтекающих тепло и массообменные поверхности. – М.: МИИТ, 2009. – 126 с.

Монография посвящена актуальным вопросам улавливания аэрозольных частиц поверхностями тепло- и массообмена из неоднородных по температуре и концентрациям компонентов газообразных сред за счёт термодиффузионнофоретического механизма осаждения.

В процессе решения нелинейных систем уравнений газовой динамики и тепломассопереноса получены аналитические выражения, позволяющие оценивать степень захвата частиц поверхностями тепло и массообмена.

Монография может представлять интерес для научных работников, аспирантов и студентов, занимающихся изучением вопросов физики дисперсных систем.

Р е ц е н з е н т ы: доктор физ.-матем. наук, проф. С.М. Кокин;
канд. физ.-матем. наук, доц. В.С. Фокин

ISBN 978-5-7473-0453-6

**© Московский государственный
университет путей сообщения,
2009**

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы физики аэрозольных частиц в последнее время приобретают все большую актуальность. Это связано с тем, что с каждым годом увеличивается использование аэрозолей в практических приложениях, например, промышленности, технике, сельском хозяйстве, медицине. Образующиеся в процессе производственной деятельности человека аэрозоли могут, с одной стороны, содержать ценные вещества, с другой – оказывать вредное влияние на людей и окружающую среду. В связи с обострением экологической ситуации все большее внимание уделяют вопросам очистки промышленных газов от аэрозольных частиц, природа образования которых может быть произвольной.

Одной из важнейших проблем физики аэродисперсных систем является теоретическое описание процесса переноса аэрозольных частиц в газовых потоках с неоднородным распределением концентраций компонентов газообразной среды и температуры. При неоднородном распределении происходит осаждение частиц в каналах тепло- и массообменников, на поверхностях капель в облаках и туманах, в системах, предназначенных для мокрой очистки газов. В неоднородных газовых потоках значительное влияние на процесс осаждения и переноса частиц могут оказывать действие силы молекулярной природы такие, как термофоретическая и диффузофоретическая.

Движение аэрозольных частиц относительно неподвижного газа, обусловленное внешними градиентами температуры, называют термофоретическим. Когда действие термофоретической силы уравнивается силой вязкого сопротивления, частица начинает двигаться равномерно. Скорость этого равномерного движения называют термофоретической.

Движение аэрозольных частиц относительно центра инерции неоднородной по составу газовой смеси при наличии градиентов концентраций компонентов смеси называется диффузиофоретическим. Скорость, которую приобретает частица, когда результирующая диффузиофоретической силы и силы вязкого сопротивления среды обращается в нуль, называется диффузиофоретической. Диффузиофоретическая сила перемещает частицы в области с большей концентрацией более тяжелых молекул.

Осаждение частиц из неоднородных газовых потоков, обусловленное действием термофоретической силы, диффузиофоретической силы и поперечным массовым движением среды называется термодиффузиофоретическим осаждением.

Термодиффузиофоретический механизм может оказать значительное влияние на процесс осаждения частиц из газовых потоков как в промышленных, так и природных процессах. Так,

например, он ускоряет образование вредных отложений из аэрозольных частиц на поверхности каналов тепло- и массообменных устройств, но в то же время, способствует вымыванию каплями воды из воздуха вредных для здоровья людей высокодисперсных частиц. Термодиффузиофоретический механизм осаждения может быть непосредственно использован в практических приложениях, например, при нанесении заданной толщины тонких покрытий из аэрозольных частиц, получении заготовок для волоконной оптики, создании очистных установок, предназначенных для тонкой очистки газов.

Монография посвящена изучению особенностей влияния термодиффузиофоретического механизма на процесс осаждения частиц из неоднородных газовых потоков и при внешнем обтекании газовыми потоками тепло- и массообменных поверхностей. Неоднородные газовые потоки обтекают поверхности труб теплообменников [1 – 3], гранулы катализаторов [4, 5], падающие в воздухе горящие частицы [6, 8] и вымывающие частицы капли воды [7, 10 – 38], протекают через охлаждаемые волокнистые фильтры [39].

Термофоретический и термодиффузиофоретический механизмы в случае внешнего обтекания неоднородными газовыми потоками тепло- и массообменных поверхностей могут оказывать значительное влияние на процесс захвата аэрозольных частиц. Экспериментально это достаточно хорошо показано,

например, в работах [1 – 3] и [40 – 45]. В [1 – 3] определяли скорость образования отложений из частиц микронных размеров на внешней поверхности охлаждаемых труб, расположенных перпендикулярно обтекающему их турбулизированному потоку газа. При этом было установлено, что охлаждение трубы может привести к значительному увеличению (пяти-шестикратному в условиях проведения эксперимента работ [88 – 90]) скорости образования отложений. Авторы [40 – 45] определяли сечения захвата аэрозольных частиц каплями воды значительно больших размеров при числах Рейнольдса капель много больших единицы. Эксперименты показали, что при испарении капель значительное влияние (по сравнению с другими механизмами захвата) на процесс вымывания частиц микронных и субмикронных размеров может оказать термофоретическая сила.

При очистке газовых потоков от высокодисперсных аэрозольных частиц широко используют волокнистые фильтры [46, 47, 48, 49]. В волокнистых фильтрах частицы оседают на тонких волокнах. Если через волокнистый фильтр проходит изотермический поток с однородным распределением газообразных компонентов, то при этом основными механизмами, определяющими захват частиц отдельными волокнами, являются броуновская диффузия, зацепление и инерция [50 – 59]. Теория осаждения частиц на цилиндрических волокнах, обтекаемых изотермическими

газовыми потоками с числами Рейнольдса, меньшими единицы достаточно полно изложена в работах [50 – 59]. Так, например, в [50, 51] были впервые получены формулы, удовлетворительно описывающие процесс чисто броуновского осаждения частиц при числах Пекле частиц много больших единицы. Волощук В.М. получил фундаментальное решение уравнения пограничного слоя [57] и провел вместе с соавтором численные расчеты, позволившие оценить степень влияния зацепления, инерции, числа Рейнольдса и внешних сил на процесс броуновской диффузии аэрозольных частиц к поверхности кругового цилиндра [55, 56, 58]. В работах Фукса Н.А., Кирша А.А., Стечкиной И.Б. были проведены подробные теоретические и экспериментальные исследования осаждения аэрозольных частиц в модельных и реальных волокнистых фильтрах [52,53-56,59]. В частности, как следует из результатов работ [54,55], в основном механизмом очистки однородного потока газа волокнистыми фильтрами в области максимума проскока аэрозольных частиц (размеры частиц сравнимы со средней длиной свободного пробега молекул газа) является зацепление.

При обтекании цилиндрических поверхностей (к которым, в частности, относятся и поверхности тонких волокон) неоднородными газовыми потоками на процесс осаждения частиц значительное влияние могут оказать

термофоретический и термодиффузиофоретический механизмы. Теоретически это достаточно хорошо показано, например, в работах [7, 60 – 66]. В [60 – 62] были получены формулы, позволяющие оценивать коэффициенты термофоретического [61] и термодиффузиофоретического [60, 62] захвата частиц соответственно из однокомпонентного [61] и двухкомпонентного [60, 62] ламинарных газовых потоков при малых относительных перепадах температуры в окрестности цилиндра. Решение значительно более сложных задач о термодиффузиофоретическом осаждении частиц из многокомпонентных газовых потоков со значительными перепадами температуры было проведено в работах [7, 63, 65]. Формулы работ [7, 60 – 63, 65] позволяют при известной величине протекающих через рассматриваемую замкнутую часть поверхности цилиндра потоков тепловой энергии и молекул непосредственно оценивать термофоретический и термодиффузиофоретический потоки частиц и коэффициенты термофоретического и термодиффузиофоретического захвата. Проведенные с помощью этих формул оценки показали, что термо- и диффузиофоретическая силы и стефановское движение газообразной среды могут оказать значительно более сильное влияние на процесс захвата частиц отдельными цилиндрическими поверхностями, чем броуновская диффузия

и эффект зацепления, особенно в области максимума проскока аэрозольных частиц. Авторами [64, 65] на основании результатов [63] было показано, что при протекании на каталитически активной цилиндрической поверхности реакции конверсии молекул метана парами воды термодиффузиофоретическая сила притягивает аэрозольные частицы к поверхности катализатора. В [7, 61 – 65] на основе выражения для термодиффузиофоретического потока частиц, оседающих на единичной длине поверхности цилиндра, были выведены формулы, позволяющие оценивать термофоретический и термодиффузиофоретический захват частиц в волокнистых фильтрах с малой плотностью упаковки $\alpha = \rho_F / \rho_p$, где ρ_p – плотность материала волокон, ρ_F – кажущаяся плотность волокнистого фильтра [47]. Проведенные с помощью этих формул оценки показали, что при охлаждении в волокнистом фильтре паровоздушного потока коэффициент термофоретического и термодиффузиофоретического захвата частиц может превышать 30%. Следует отметить, что на увеличение эффективности захвата частиц в фильтре при понижении его температуры до температуры вымораживания паров летучих веществ газового потока указывали еще авторы заявки [39], но объяснения этого явления в [39] дано не было. В [39] предлагалось удалять пары летучих веществ газового потока

уже в фильтре, понизив температуру фильтра до температуры вымораживания этих паров.

В настоящее время наиболее полно особенности влияния термодиффузиофоретической силы и газодинамического движения среды на перенос и захват аэрозольных частиц изучены в случае осаждения частиц на поверхности испаряющихся и конденсирующихся капель. Захват аэрозольных частиц более крупными каплями называют процессом вымывания аэрозольных частиц [66]. Процесс вымывания из аэрозолей летучих и нелетучих аэрозольных частиц имеет важное значение как в промышленности, так и в природе, так как он позволяет очищать газы от наиболее вредных для здоровья людей высокодисперсных аэрозольных частиц [106] или радиоактивных частиц [66]. Среднее расстояние между каплями, вымывающими аэрозольные частицы во встречающихся на практике аэрозолях, как правило, значительно больше радиусов этих капель. Поэтому при изучении роли каждого из механизмов переноса аэрозольных частиц к поверхности капель можно ограничиться анализом особенностей движения частиц в окрестности только одной капли.

До 1970 г. считалось, что основными механизмами, определяющими захват аэрозольных частиц каплями, являются диффузионный перенос, действие электрических сил, эффект зацепления, инерционное осаждение [43, 66].

О необходимости учета влияния термофоретической силы на процесс вымывания частиц каплями было впервые указано в работе [69]. Авторы [69] вычислили величину силы, действующей на твердые частицы, при условии, что неподвижная капля теплее или холоднее окружающего воздуха.

В статьях [11, 12] впервые была рассмотрена взаимная роль термо- и диффузиофореза, а также броуновской диффузии при вымывании аэрозольных частиц неподвижными каплями. На основании теоретических оценок, в ходе которых вычислялись относительные значения термо- и диффузиофоретических потоков частиц, в [11, 12] был сделан вывод о том, что термофоретические силы играют доминирующую роль при вымывании испаряющимися каплями частиц микронных и субмикронных размеров.

Выводы авторов [11, 12] были подтверждены в статьях [13, 14], где при вычислении термофоретического и диффузиофоретического потоков были использованы более точные теоретические формулы для термо- и диффузиофоретической скорости, причем в [13, 14] был впервые учтен перенос частиц, обусловленный стефановским движением газообразной среды.

В статьях [15, 16] были впервые получены теоретические формулы, позволяющие уже непосредственно оценивать

очищаемый неподвижной каплей, в случае термодиффузиофоретического захвата частиц, объем двухкомпонентной газовой смеси при известном изменении радиуса свободно испаряющейся или конденсирующейся капли. С помощью выражения, найденного в [15], можно определять объем очищаемого газа при малом изменении радиуса капли. В статье [16] была выведена формула, позволяющая оценивать объем газовой смеси, очищаемый испаряющейся или растущей каплей при произвольном изменении ее радиуса. Проведенные с помощью этой формулы оценки показали, что объем воздуха, очищаемого испаряющейся каплей от частиц микронных и субмикронных размеров, может в тысячу раз превысить изменение объема капли. Авторами [15, 16] при выводе формул для объема очищаемого газа учитывалось влияние, оказываемое на движение частиц термодиффузиофоретической силой и стефановским движением газообразной среды.

Формулы, с помощью которых можно было непосредственно оценивать захват частиц неподвижной каплей, обусловленный не только действием термодиффузиофоретической силы и стефановским переносом, но и броуновской диффузией, были впервые получены в [17, 18]. Позднее результаты, аналогичные результатам [16, 17], были опубликованы в [36].

Наиболее полно теоретическое описание процесса захвата частиц на поверхности неподвижных капель проведено в работах [19, 21]. При выводе формул, описывающих процесс вымывания частиц, учтены термодиффузиофоретический, стефановский, электрический и броуновский механизм переноса частиц к поверхности капли. Найденные в [19, 21] выражения позволяют оценивать захват частиц каплями при значительных перепадах температуры и концентраций компонентов в ее окрестности. В этом случае при решении уравнений переноса частиц, тепла и молекул газообразных компонентов учтена зависимость коэффициентов броуновской и обычной диффузии, теплопроводности и суммарной концентрации молекул от температуры.

В статьях [141, 144, 145] показано, что даже в условиях малых недосыщений, характерных для облаков и туманов, влияние термодиффузиофоретического механизма на захват частиц микронных и субмикронных размеров свободно испаряющимися неподвижными водяными каплями может значительно превысить влияние, оказываемое на процесс вымывания броуновской диффузией и электрическими силами. В [21] установлено, что нагревание системы частиц может привести к заметному снижению скорости их коагуляции. Так, например, нагрев частиц с числом Кнудсена $K_n \ll 1$ до температуры, на $5K$ превышающей температуру окружающей

среды $T_g=300K$, приводит к практически полному отталкиванию от нее частиц с числами $K_n \leq 10$.

Авторами [7, 22] получены формулы, позволяющие оценивать термодиффузиофоретическое осаждение частиц на поверхности двухслойных капель, состоящих из твердого плавящегося ядра и жидкой оболочки. Проведенные в [71, 146] оценки показали, что при таянии кристаллов льда и последующего испарения неподвижных капель воды объем дополнительно очищаемого от аэрозольных частиц воздуха не превышает 15% от объема воздуха, очищаемого жидкой каплей при ее полном испарении.

Авторами [23 – 26] с помощью метода сращиваемых асимптотических разложений при диффузионном числе Пекле аэрозольных частиц меньшем единицы были получены выражения для потоков частиц, оседающих вследствие действия термодиффузиофоретического и броуновского механизмов на поверхность капель, обтекаемых стоковым потоком газа.

В работах [27, 28] выведены формулы, позволяющие в квазистационарном приближении оценивать время испарения и конденсации умеренно крупных и крупных капель растворов гигроскопических веществ с учетом осаждения на их поверхности под действием термодиффузиофоретического механизма высокодисперсных гигроскопических аэрозольных частиц. На основании этих формул авторами [27, 28] показано,

что осаждение гигроскопических частиц, вызванное термодиффузиофоретическим механизмом, может привести к значительному увеличению времени испарения капли.

В [27] рассчитывались траектории движения аэрозольных частиц вблизи поверхности испаряющихся капель. Существенным недостатком этой работы является использование при проведении вычислений выражений для поля массовой скорости, найденных в приближении идеальной жидкости. Авторами [31, 32] при определении коэффициента захвата аэрозольных частиц испаряющейся каплей были использованы результаты численного решения уравнений гидродинамики и тепло- массопереноса. Для частиц с размером $r > 0,1$ мкм коэффициент захвата определялся путем нахождения предельной траектории, двигаясь по которой частица еще достигает поверхности капли. Для частиц с размером $r < 0,1$ мкм коэффициент захвата определялся путем численного решения уравнения конвективной диффузии. Размеры капель варьировались от 8,6 мкм до 438 мкм, размеры частиц изменялись в пределах от 10^{-3} мкм до 1 мкм. Результаты расчетов в [32] были представлены в виде графиков, из которых следует, что термодиффузиофоретический механизм (включающий в себя действие термодиффузиофоретической силы и стефановский перенос частиц) играет, как и в случае цилиндрических поверхностей,

наиболее существенную роль при захвате частиц с характерным размером $0,1 < r < 1$ мкм. Эта область размеров частиц соответствует минимальным значениям коэффициента захвата при обтекании капель однородными газовыми потоками в отсутствие испарения и конденсации капель [3], поскольку, с одной стороны, размер частиц становится соизмеримым с толщиной диффузионного пограничного слоя и, в связи с этим, эффекты, обусловленные броуновской диффузией, уже малы, а, с другой стороны, инерционное осаждение оказывает еще пренебрежимо малое влияние на процесс захвата.

В [33] значения коэффициента захвата определялись в присутствии внешнего электрического поля. Коэффициенты захвата частиц ледяными кристаллами различной формы были найдены в [34, 35]. Общим недостатком работ [31 – 34, 35] является использование в них весьма неточных интерполяционных формул для термо- и диффузофоретической скоростей. Анализ процесса вымывания проводился в предположении неизменности радиуса капли для нескольких фиксированных его значений.

В реальных условиях происходит непрерывное изменение радиуса капли вследствие испарения или конденсации. Поэтому на основании результатов работ [31, 32] нельзя

проводить интегральные оценки (например, оценку объема газа, очищаемого испаряющейся каплей).

Формулы, позволяющие оценивать термодиффузиофоретический захват частиц движущимися каплями, получены в [7, 37, 38]. Осаждение частиц рассматривалось в [7, 37, 38] при ламинарном режиме обтекания поверхности капель газовыми потоками с числами Рейнольдса, как меньшими, так и большими единицы. С помощью найденных в этих работах формул, при известной величине потоков тепловой энергии и молекул газообразных компонентов, протекающих через поверхности капли, можно найти и величину термодиффузиофоретического потока частиц, оседающих на ее поверхности как при малых [37], так и значительных [7, 38] перепадах температуры в окрестности капли. На основании выражений для термодиффузиофоретического потока частиц в [7, 37, 38] были введены формулы, позволяющие оценивать объем очищаемого каплей газа при известной величине изменения объема капли. Из этих формул следует, что при движении свободно испаряющихся или растущих капель, не турбулизирующих окружающую среду, очищаемый каплями объем не зависит от скорости их движения и определяется только изменением объема капель. Основное достоинство результатов работ [7, 37, 38] заключается в том, что с их помощью можно оценивать объем

очищаемого газа, не прибегая к сложному численному интегрированию уравнений движения аэрозольных частиц, которое требует точного знания распределения в окрестности капли массовой скорости, температуры и концентрации газообразных компонентов.

Неоднородные распределения температуры и концентрации газообразных компонентов возникают и в окрестности капель, нагреваемых внутренними источниками тепла. Впервые особенности движения аэрозольных частиц в окрестности нагреваемых капель были рассмотрены в [7]. В этой работе показано, что, когда испарение капель обусловлено внутренним тепловыделением, основное влияние на движение частиц в окрестности капель оказывает стефановское движение. В ходе численных оценок было установлено, что при испарении неподвижных капель воды частицы микронных и субмикронных размеров могут быть отнесены от поверхности капель на расстояние, в 10 раз превышающее начальный радиус капель.

В экспериментальных работах [40 – 45] по вымыванию аэрозольных частиц изучалось осаждение частиц на каплях, размер которых был сравним с размерами дождевых капель. Так, например, в [41] исследовалось вымывание частиц сферической формы $\text{In}(\text{As})_3$ с радиусом $\approx 0,25$ мкм падающими

водяными каплями, радиусы которых находились в интервале от 150 до 2500 мкм.

Авторы [69] экспериментально изучали осаждение продуктов распада на поверхности испаряющихся капель. При этом было показано, что в условиях, соответствующих падению испаряющихся дождевых капель, преобладающее влияние на процесс вымывания малых частиц оказывает термофоретическая сила. Коэффициент захвата малых частиц растущими дождевыми каплями, как показано в [69], существенно ниже, чем испаряющимися, что можно объяснить только действием термофоретической силы. В экспериментальной работе [44] изучалось осаждение радиоактивных аэрозольных частиц радиусом 0,58 – 3,2 мкм на поверхности испаряющихся капель радиусом 56 – 93 мкм. Авторы отмечают, что для частиц с радиусом, большим 1 мкм, основным механизмом осаждения является инерционный, а для более мелких частиц – термодиффузиофоретический.

Из изложенного выше следует, что термодиффузиофоретический механизм может оказать значительное влияние на движение и захват частиц в неоднородных газовых потоках и при внешнем обтекании поверхностей тепло- и массообмена. Более подробно характерные особенности влияния термодиффузиофоретического механизма на характер захвата частиц конечными телами показаны в следующих главах

монографии при рассматривании термодиффузиофоретического осаждения частиц из неоднородных одно- и двухкомпонентных газовых потоков.

Глава 1. ТЕРМОДИФФУЗИОФОРЕТИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛОКОН И В ВОЛОКНИСТЫХ ПЕРЕГОРОДКАХ

Рассмотрим ламинарный F -компонентный газовый поток, обтекающий поверхность бесконечного цилиндра с произвольной формой поверхности. Цилиндр расположен перпендикулярно потоку. Число Маха потока много меньше единицы. Обтекание потоком цилиндра происходит без образования возвратных течений в кормовой части цилиндра. Молекулы всех F -компонент могут поглощаться поверхностью цилиндра. Поверхность цилиндра охлаждается. При этом в окрестности цилиндра возникают неоднородные распределения температуры и концентраций газообразных компонент, вызывающие упорядоченное термодиффузиофоретическое движение монодисперсных частиц, взвешенных в газовом потоке. Тепло- и массоперенос в окрестности цилиндра могут происходить при значительных перепадах температуры T и концентраций n_j газообразных компонент. Аэрозоль достаточно разрежен, чтобы можно было

пренебречь взаимным влиянием частиц на их собственное движение и распределение температуры и концентраций компонент в газовом потоке. Характерные размеры частиц много меньше поперечных размеров цилиндрической поверхности. При выводе формул, описывающих процесс захвата аэрозольных частиц, учитывается движение частиц, обусловленное только действием термодиффузиофоретической силы и массовым движением газообразной среды. Следует отметить, что, как будет показано ниже, при определенных условиях влияния этих двух механизмов на захват высокодисперсных частиц может быть определяющим по сравнению с таким механизмами, как эффект зацепления и броуновская диффузия [50 – 59]. В связи с этим вывод формул, позволяющих оценивать термодиффузиофоретическое осаждение частиц на поверхности цилиндра, представляет и самостоятельный интерес.

При термодиффузиофоретическом захвате величина потока частиц, оседающих на цилиндрической поверхности, зависит от перепада концентраций компонент и температуры в окрестности цилиндра, а, следовательно, и от потоков тепла и молекул компонент газовой смеси, протекающих через поверхность цилиндра.

При нахождении этой связи будем исходить из того, что в ламинарных стационарных потоках в связи с выполнением

законов сохранения тепла, молекул и частиц, дивергенции от плотностей потоков молекул газообразных компонент $\vec{q}_j$, тепла $\vec{q}_T$ и частиц $\vec{q}_p$ равны нулю, т.е.

$$div\vec{q}_j=0, div\vec{q}_T=0, div\vec{q}_p=0. \quad (1.1)$$

В рассматриваемых здесь условиях соотношения [70 – 73], связывающие значения $\vec{q}_j$ со значениями относительных концентраций молекул c_i , и выражения $\vec{q}_T$ [70 – 72] и $\vec{q}_p$

$$\nabla c_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^F \frac{1}{D_{ij}} [c_i \vec{q}_j - c_j \vec{q}_i] + \sum_{j=1}^F \frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \frac{D_{T,j}}{Y_j} \frac{D_{T,i}}{Y_i} \frac{1}{T} \nabla T, \quad (1.2)$$

$$\vec{q}_T = \sum_{j=1}^F m_j h_j \vec{q}_j - \alpha \nabla T + k T \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j D_{T,i}}{m_i D_{ij}} \right) \left(\frac{\vec{q}_i}{n_i} - \frac{\vec{q}_j}{n_j} \right), \quad (1.3)$$

$$\vec{q}_p = (\vec{\vartheta} + \vec{U}_{TD})_N, \quad (1.4)$$

$$\text{в которых } c_j = \frac{n_j}{n}, \quad n = \sum_{i=1}^F n_i, \quad \rho = \sum_{i=1}^F m_i n_i; \quad Y_i = \frac{m_i n_i}{\rho}; \quad m_i \text{ и } n_i -$$

масса и концентрация молекул i -го сорта; D_{ij} – коэффициенты бинарной диффузии [70 – 73]; $D_{T,j}$ – коэффициент термодиффузии j -го вида [70 – 73]; T – температура газовой смеси; α – коэффициент теплопроводности; h_j – удельная энтальпия молекул j -й компоненты [70 – 72]; k – постоянная Больцмана; $\vec{\vartheta}$ – массовая скорость газового потока; $\vec{U}_{TD} = -f_T \nu \frac{1}{T} \nabla T - \sum_{j=1}^F f_j \nabla c_j$ – скорость термодиффузиофореза; ν – кинематическая вязкость

газообразной среды; N – концентрация аэрозольных частиц. Первый член в правой части (1.2) определяет перенос молекул, связанный с обычной молекулярной диффузией, а второй – с термодиффузией [70 – 72]. В правой части (1.3) первые два члена определяют конвективный и обычный молекулярный перенос тепла. Появление третьего члена связано с появлением в газовых смесях с неоднородным распределением концентрации компонент дополнительного потока тепла. Это явление называют эффектом Дюфура [70,72]. Входящая в (1.4) массовая скорость $\vec{\vartheta}$ связана с плотностями потоков $\vec{q}_j$ соотношением [70,72]

$$\vec{\vartheta} = \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^F m_j \vec{q}_j. \quad (1.5)$$

Из (1.1), вследствие теоремы Гаусса-Остроградского вытекает, что через любую, охватывающую рассматриваемый цилиндр, цилиндрическую поверхность s с заданной длиной образующих l_s протекают одинаковые потоки молекул j -го сорта Q_j , тепла Q_T и частиц Q_P , т.е.

$$Q_j = \int_s \vec{q}_j d\vec{S} = \text{const}, \quad Q_T = \int_s \vec{q}_T d\vec{S} = \text{const}, \quad Q_P = \int_s \vec{q}_P d\vec{S} = \text{const}. \quad (1.6)$$

В (1.6) направление $d\vec{S}$ совпадает с направлением внутренней нормали. При этом случаю осаждения частиц соответствуют положительные значения Q_P .

На достаточно больших расстояниях от поверхности цилиндра функции и произведения функций, входящих в (1.1) и (1.2) – (1.4), можно представить в виде сумм невозмущенных значений этих функций, обозначаемых в дальнейшем индексом « ∞ », и их поправок, которые стремятся к нулю при удалении от поверхности цилиндра. При этом, например,

$$T = T_{\infty} + \delta T, \quad (c_j / n D_{ij}) = (c_j / n D_{ij})_{\infty} + \delta(c_j / n D_{ij}). \quad (1.7)$$

На больших расстояниях от поверхности цилиндра в уравнениях переноса (1.1) и выражениях (1.2) – (1.4) можно в силу их малости пренебречь двойными и тройными произведениями поправок. При этом второе и третье уравнения системы (1.1), а также уравнение непрерывности газовой смеси $\text{div}(p \vec{\vartheta}) = 0$, принимают следующий вид:

$$\vec{\vartheta}_{\infty} \nabla \delta N + \left\{ \text{div} \vec{\delta} - f_{T_{\infty}} v_{\infty} \frac{1}{T_{\infty}} \Delta \delta T - \sum_{i=1}^F f_{i_{\infty}} \Delta \delta c_i \right\} N_{\infty}, \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} \Delta \delta T = & \frac{1}{\alpha} \vec{\vartheta}_{\infty} \left\{ \sum_{i=1}^F m_i n_{i_{\infty}} \nabla \delta h_i + \right. \\ & \left. + \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left[n_{i_{\infty}} \nabla \delta \left(\frac{k T c_j D_{T,i}}{m_i n_i D_{ij}} \right) - n_{j_{\infty}} \nabla \delta \left(\frac{k T c_j D_{T,i}}{m_i n_j D_{ij}} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\text{div} \delta \vec{\vartheta}_{\infty} = \frac{-1}{\rho_{\infty}} \vec{\vartheta}_{\infty} \nabla \delta \rho. \quad (1.10)$$

Выражение, для входящего в (1.8), $\Delta \delta c_j$ получаем, взяв дивергенцию от обеих частей (1.2)

$$\begin{aligned} \Delta \delta c_i = & \vec{\vartheta}_\infty \sum_{j=1}^F \left[n_{j\infty} \nabla \delta \left(\frac{c_i}{n D_{ij}} \right) - n_{i\infty} \nabla \delta \left(\frac{c_j}{n D_{ij}} \right) \right] + \\ & + \frac{\Delta \delta T}{T_\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j c_i}{\rho D_{ij}} \right)_\infty \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} - \frac{D_{T,i}}{Y_i} \right). \end{aligned} \quad (1.11)$$

Выразив в (1.8) $\text{div} \delta \vec{\vartheta}_\infty$, $\Delta \delta T$, $\Delta \delta c_j$ с помощью (1.9) – (1.11) через $\vec{\vartheta}_\infty$, из уравнения (1.8) получаем

$$\delta N = \left\{ \begin{aligned} & \frac{\delta \rho}{\rho_\infty} + \frac{1}{\mathcal{J}_\infty T_\infty} \left[f_{T_\infty} v_\infty - \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_{j\infty} c_{i\infty}}{\rho_\infty D_{ij\infty}} \right) \left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} - \frac{D_{T,j}}{Y_j} \right) \right] \cdot \\ & \left[\sum_{i=1}^F m_i n_{i\infty} \delta h_i + \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(n_{i\infty} \delta \left(\frac{k T c_j D_{T,i}}{m_i n_i D_{ij}} \right) - n_{j\infty} \delta \left(\frac{k T c_i D_{T,j}}{m_j n_j D_{ij}} \right) \right) \right] + \\ & + \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left[n_{j\infty} \delta \left(\frac{c_i}{n D_{ij}} \right) - n_{i\infty} \delta \left(\frac{c_j}{n D_{ij}} \right) \right] \end{aligned} \right\} N_\infty. \quad (1.12)$$

Выражения для потоков частиц Q_p (1.6), тепла Q_T (1.6) и

массы газовой смеси $Q_M = \sum_{j=1}^F m_j Q_j$ на больших расстояниях

от поверхности принимают вид:

$$\begin{aligned}
Q_p = N_\infty & \left\{ \frac{1}{\rho_\infty} \int_S (\vec{\vartheta}_\infty \delta \rho + \rho_\infty \delta \vec{\vartheta}) d\vec{S} + \right. \\
& + \left[f_{T_\infty} v_\infty - \sum_{i=1}^F f_{i_\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_{j_\infty} c_{i_\infty}}{\rho_\infty D_{ij_\infty}} \right) \cdot \left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} - \frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_\infty \right] \\
& \cdot \frac{1}{\alpha_\infty T_\infty} \int_S \left\{ \left[\sum_{i=1}^F m_i n_{i_\infty} \delta h_i + \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \begin{pmatrix} n_{i_\infty} \delta \left(\frac{k T c_j D_{T,i}}{m_i n_i D_{ij}} \right) - \\ - n_{j_\infty} \delta \left(\frac{k T c_j D_{T,i}}{m_i n_j D_{ij}} \right) \end{pmatrix} \right] \vec{\vartheta}_\infty - \right. \\
& \left. \left. - \alpha \nabla T \right\} d\vec{S} + \right. \\
& + \sum_{i=1}^F f_{i_\infty} \int_S \left\{ -\nabla \delta c_j - \frac{1}{T_\infty} (\nabla \delta T) \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_{j_\infty} c_{i_\infty}}{\rho_\infty D_{ij_\infty}} \right) \cdot \right. \\
& \left. \left. \begin{pmatrix} \vec{\vartheta}_\infty \sum_{j=1}^F \left[n_{j_\infty} \delta \left(\frac{c_i}{n D_{ij}} \right) - n_{i_\infty} \delta \left(\frac{c_j}{n D_{ij}} \right) \right] - \right. \right. \\
& \left. \left. \cdot \left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} - \frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_\infty \right) \right\} dS \right\}, \tag{1.13}
\end{aligned}$$

$$Q_T = \left\{ \begin{aligned} & \sum_{j=1}^F m_j h_{j\infty} Q_j + \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{kT c_j D_{T,i}}{D_{ij}} \right)_{\infty} \left(\frac{Q_i}{n_i} - \frac{Q_j}{n_j} \right)_{\infty} + \\ & + \int_S \left\{ \begin{aligned} & \sum_{i=1}^F m_i n_{i\infty} \delta h_i + \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left[\begin{aligned} & n_{i\infty} \delta \left(\frac{kT c_j D_{T,i}}{m_i n_i D_{ij}} \right) - \\ & - n_{j\infty} \delta \left(\frac{kT c_j D_{T,i}}{m_i n_j D_{ij}} \right) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\} \vec{\vartheta}_{\infty} - \end{aligned} \right\} d\vec{S} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} Q_M &= \int_S \left(\sum_{i=1}^F m_i \vec{g}_i \right) d\vec{S} = \int_S (\rho \vec{\vartheta}) d\vec{S} = \\ &= \int_S (\rho_{\infty} \delta \vec{\vartheta} + \vec{\vartheta}_{\infty} \delta \rho) d\vec{S} = \sum_{i=1}^F m_i Q_i. \end{aligned} \quad (1.15)$$

При выводе (1.13) – (1.15) было учтено, что интегралы от постоянных векторов (такие, например, как $\int_S (\rho_{\infty} \vec{\vartheta}_{\infty}) d\vec{S}$ равны нулю, а поправка δN равна (1.12).

Проинтегрировав по замкнутой поверхности s обе части (1.12), при переходе к бесконечности получаем:

$$\begin{aligned} \int_S \nabla \delta c_i d\vec{S} &= \sum_{j=1}^F \frac{1}{n_{\infty} D_{ij}} \left[c_{i\infty} Q_i - c_{j\infty} Q_i \right] + \\ &+ \int_S \left\{ \begin{aligned} & \vec{\vartheta}_{\infty} \sum_{j=1}^F \left[n_{j\infty} \delta \left(\frac{c_i}{n D_{ij}} \right) - n_{i\infty} \delta \left(\frac{c_i}{n D_{ij}} \right) \right] - \\ & - \frac{1}{T_{\infty}} \nabla \delta T \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_{j\infty} c_{i\infty}}{\rho_{\infty} D_{ij\infty}} \right) \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} - \frac{D_{T,i}}{Y_i} \right)_{\infty} \end{aligned} \right\} d\vec{S}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Сравнивая (1.13) с (1.14) – (1.16) приходим к следующему виду выражения для Q_p , позволяющему при известных значениях Q_J и Q_T непосредственно оценивать число частиц Q_p , оседающих в единицу времени на рассматриваемой длине цилиндрической поверхности

$$Q_p = V_{TD} N_{\infty}, \quad (1.17)$$

$$V_{TD} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\rho_{\infty}} \sum_{i=1}^F m_i Q_i + \left[\left(f_{T\infty} v_{\infty} - \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \right)_{\infty} \right) \right. \\ & \quad \left. \left(\left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} \right)_{\infty} - \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_{\infty} \right) \right] \\ & \left[Q_T - \sum_{j=1}^F (m_j h_{j\infty} Q_j) - \right. \\ & \quad \left. - k T_{\infty} \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\left(\frac{c_j D_{T,i}}{m_i n_i D_{ij}} \right)_{\infty} Q_i - \left(\frac{c_j D_{T,i}}{m_i n_j D_{ij}} \right)_{\infty} Q_j \right) \right] \frac{1}{\alpha_{\infty} T_{\infty}} + \\ & \left. + \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \frac{1}{n_{\infty} D_{ij\infty}} [c_{j\infty} Q_i - c_{i\infty} Q_j] \right\}. \quad (1.18) \end{aligned} \right.$$

Проводя по формуле (1.17) вычисления, следует помнить, что потоки Q_T и Q_j положительны при поглощении тепла и молекул поверхностью цилиндра. Следует отметить, что выражение (1.17) позволяет

оценивать значения Q_p при любой форме поверхности цилиндра.

Если молекулы газового потока поверхностью цилиндра не поглощаются (т.е. $Q_j = 0$), то в этом случае интенсивность захвата частиц определяется величиной потока тепла Q_T , отводимого из обтекающего цилиндра потока. При этом выражение для V_{TD} (1.18) равно

$$V_{TD} = \left[\frac{f_{T\infty} v_{\infty} - \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \right)_{\infty}}{\left(\left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} \right)_{\infty} - \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_{\infty} \right)} \right] \frac{1}{\alpha_{\infty} T_{\infty}} Q_T. \quad (1.19)$$

Появление первого члена в квадратной скобке обусловлено термофоретическим, а второго – диффузиофоретическим движением частиц. Неоднородное распределение концентраций компонент газовой смеси, возникающее в окрестности цилиндра в отсутствие поглощения или выделения молекул, связано с влиянием термодиффузии на процесс переноса молекул. В одно-компонентных потоках второй член в квадратной скобке (1.19) равен нулю.

Когда на поверхности цилиндра происходит поглощение (например, конденсация) молекул только одной из компонент, то при этом æ

$$V_{TD} = \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{m_1}{\rho_\infty} + \frac{1}{n_\infty} \sum_{j=2}^F \left(\frac{c_j}{D_{1j}} \right)_\infty (f_{1\infty} - f_{j\infty}) \right] Q_1 + \\ & + \left[f_{T\infty} v_\infty - \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \right)_\infty \left(\left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} \right)_\infty - \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_\infty \right) \right] \cdot \\ & \cdot \left[Q_T - \left(m_1 h_{1\infty} + k T_\infty \frac{1}{n_\infty} \right) Q_1 \frac{1}{\alpha_\infty T_\infty} \right] \end{aligned} \right\}. \quad (1.20)$$

В случае двухкомпонентной смеси (1.20) переходит в

$$V_{TD} = \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{m_1}{\rho_\infty} + f_{D\infty} \frac{c_{2\infty}}{n_\infty} \right] Q_1 + \left[f_{T\infty} v_\infty - f_{D\infty} D_{12\infty} K_{T,1\infty} \right] \cdot \\ & \cdot \left[Q_T - \left(m_1 h_{1\infty} + k T_\infty \left(\frac{K_{T,1}}{c_1} \right)_\infty \right) Q_1 \right] \frac{1}{\alpha_\infty T_\infty} \end{aligned} \right\}, \quad (1.21)$$

где $K_{T,1}$ – термодиффузионное отношение. В бинарных смесях $D_{T,1} = -D_{T,2}$, причем

$$K_{T,1} = \frac{\rho D_{T,1}}{n^2 m_1 m_2 D_{12}}. \quad (1.22)$$

При выводе (3.2.21) был использован следующий вид выражения для диффузиофоретической скорости

$$\vec{U}_D = -f_D D_{12} \nabla c_1, \quad (1.23)$$

при котором $f_1 = f_D D_{12}$, а $f_2 = 0$.

В бинарных смесях влияние эффекта Дюфура на процесс термодиффузиофоретического захвата определяется величиной отношения $(K_{T,1}/c_1)_\infty$ значения которого в случае газов с близкими массами молекул (такими, например, как паровоздушная смесь) много меньше единицы.

Вклад в термодиффузиофоретический захват эффекта термодиффузии зависит от величины произведения $(f_{D\infty}D_{12\infty}K_{T,1\infty})$. Этот вклад может быть значительным, особенно в тех случаях, когда осаждение частиц обусловлено только перепадом температуры между газовым потоком и поверхностью цилиндра, т.е. при $Q_j = 0$. Так, например, в газовой смеси, состоящей из молекул H_2 и N_2 , величина отношения $(-f_D D_{12} K_{T1} / \nu f_T)_\infty$, зависящего от относительной концентрации молекул первого вида c_∞ , может достигать единицы. При этом величина потока частиц возрастает в два раза. Это обстоятельство связано с тем, что под влиянием термодиффузии в более теплых областях возникает избыток легких молекул. При этом в окрестности цилиндра возникает неоднородное распределение концентраций компонент и, как следствие, дополнительный диффузиофоретический перенос частиц к поверхности цилиндра. В газах с близкими массами молекул термодиффузия оказывает слабое влияние на термодиффузиофоретический захват частиц. Так, например, в паровоздушной смеси величина отношения $(-f_D D_{12} K_{T1} / \nu f_T)_\infty$ малых частиц не превышает 0,02.

Если поверхность цилиндра каталитически активна и не поглощает молекулы, вступающие в химическую реакцию, то при этом величины оттоков Q_j всех участвующих в химической реакции веществ однозначно связаны друг с другом следующим соотношением:

$$Q_j = \beta_j Q_i / \beta_i, \quad (1.24)$$

где значения (равных по абсолютной величине стехиометрическим коэффициентам реакции) коэффициентов β_j положительны у вступающих в химическую реакцию веществ и отрицательны – у продуктов реакции. Выразив в (1.18), в соответствии с (1.24), потоки Q_j через Q_1 , приходим к

$$V_{TD} = \left\{ \begin{aligned} & \left[f_{T\infty} v_{\infty} - \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \right)_{\infty} \left(\left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} \right)_{\infty} - \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_{\infty} \right) \right] \cdot \\ & \frac{1}{\alpha_{\infty} T_{\infty}} \left[Q_T - Q \sum_{j=1}^F \left(m_j h_{j\infty} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) - \right. \\ & \quad \left. - k T_{\infty} Q_1 \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t n_t D_{tj}} \right)_{\infty} \left[\frac{\beta_t}{\beta_1} - \left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t n_j D_{tj}} \right)_{\infty} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \right) \right] + \\ & \quad \left. + Q \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \frac{1}{n_{\infty} D_{ij\infty}} \left[c_{j\infty} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{i\infty} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \right\}. \quad (1.25) \end{aligned} \right.$$

При выводе (1.25) было учтено, что при протекании на поверхности цилиндра химических реакций

$$\sum_{j=1}^F m_j Q_j = 0. \quad (1.26)$$

В процессе химических превращений на поверхности цилиндра выполняется следующее интегральное условие сохранения тепловой энергии

$$Q_T - Q_T^{(c)} + L_1 m_1 Q_1 + Q_T^{(L)} + Q_T^{(in)} = 0, \quad (1.27)$$

где $Q_T^{(c)}$ и $Q_T^{(L)}$ – потоки тепла, отводимого от рассматриваемой длины поверхности цилиндра или подводимого к ней, за счет конвективного и лучистого теплопереноса; $Q_T^{(in)}$ – поток тепла, отводимого внутрь цилиндра; L_1 – количество тепла, выделяющегося ($L_1 > 0$) или поглощаемого ($L_1 < 0$) при реагировании единицы массы вещества первого компонента. Из (1.27) вытекает, что при пренебрежимо малых значениях $Q_T^{(L)}$ и $Q_T^{(in)}$

$$Q_T = Q_T^{(c)} - L m_1 Q_1. \quad (1.28)$$

При близких к однородным, распределениям вдоль поверхности цилиндра $s^{(c)}$ температуры $T|_{s^{(c)}} = T_S$ и относительных концентраций компонент $c_i|_{s^{(c)}} = c_{is}$ выражение для $Q_T^{(c)}$ равно

$$Q_T^{(c)} = \left[\sum_{j=1}^F \left(m_j h_{js} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) + k T_s \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t n_t D_{tj}} \right)_s \frac{\beta_t}{\beta_1} - \left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t n_j D_{tj}} \right)_s \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) \right] Q_1. \quad (1.29)$$

После подстановки (1.28) в (1.25) получаем

$$V_{TD} = W Q_1 \frac{1}{n_\infty}, \quad (1.30)$$

где W равно:

$$W = \left\{ \begin{aligned} & \left[\sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \frac{1}{D_{ij\infty}} \left[c_{j\infty} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{i\infty} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] - \left[f_{T\infty} v_\infty - \sum_{i=1}^F f_{i\infty} \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \right)_\infty \right] \cdot \right. \\ & \left. \left[\left(\left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} \right)_\infty \right) - \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} \right)_\infty \right] \right] \cdot \right. \\ & \left. \cdot \frac{n_\infty}{\alpha_\infty T_\infty} \left[L_1 m_1 + \left(\sum_{j=1}^F \left(m_j h_{j\infty} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + k T_\infty \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left[\left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t n_t D_{tj}} \right)_\infty \frac{\beta_t}{\beta_1} - \left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t n_j D_{tj}} \right)_\infty \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \right] - \frac{Q_T^{(c)}}{Q_1} \right] \right] \end{aligned} \right\}. \quad (1.31)$$

В зависимости от типа химической реакции коэффициент W может принимать как положительные (частицы притягиваются), так и отрицательные (частицы отталкиваются) значения. Так, например, проведенные по формуле (1.31) оценки показали, что при конверсии метана CH_4 парами воды и

окислении молекул SO_2 , происходящих в несущем газе азоте при $C_{\text{CH}_4\infty} = 0,1, C_{\text{SO}_2\infty} = 0,1$, давлении $p=101325\text{Па}$, значения W малых частиц (т.е. частиц, размеры которых меньше средней длины свободного пробега газовых молекул), соответственно, равны: $W_{\text{CH}_4} = 3,3$ и $W_{\text{SO}_2} = -1,4$. Значение W_{CH_4} было вычислено при $T_\infty = 1000\text{K}$, а W_{SO_2} – при $T_\infty=770\text{K}$ [77]. Формулы для f_T и f_j были взяты из [75].

При термодиффузиофоретическом захвате частиц на поверхности цилиндра оседают те частицы, траектории которых заключены между двумя предельными траекториями a и b (см. рис. 1.1), заканчивающимися на тыльной стороне поверхности цилиндра. На большом удалении от цилиндра эти траектории проходят параллельно друг другу. При этом расстояние l_p между предельными траекториями при известном значении коэффициента V_{TD} (1.18) можно определить по формуле (1.32) $\bar{v}_\infty, T_\infty, n_{j_\infty}$

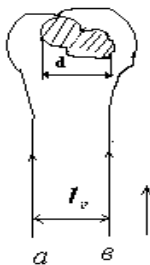


Рис. 1.1. Схема осаждения частиц на цилиндрической поверхности

$$l_p = V_{TD} / \vartheta_{\infty} l_s. \quad (1.32)$$

Выражение для коэффициента захвата частиц на цилиндрической поверхности по определению равно

$$E = l_p / d, \quad (1.33)$$

где d – максимальный поперечный размер цилиндра в направлении, перпендикулярном $\vec{\vartheta}_{\infty}$. В случае кругового цилиндра с радиусом R величина $d=2R$.

Зная величину E , d и $\vec{\vartheta}_{\infty}$, значение потока частиц Q_p , оседающих на длине l_s цилиндра, можно определять по формуле

$$Q_p = \vec{\vartheta}_{\infty} d l_s E N_{\infty}. \quad (1.34)$$

Подставив (1.32) в (1.33), получаем следующее выражение для коэффициента термодиффузиофоретического захвата:

$$E_{TD} = V_{TD} / \vartheta_{\infty} d l_s. \quad (1.35)$$

Одним из механизмов, определяющим захват частиц из однородного по температуре и концентрациям компонент потока газа, является броуновская диффузия. В случае кругового цилиндра, обтекаемого потоком с числом Рейнольдса Re много меньшим единицы, коэффициент броуновского захвата частиц с числами Пекле частиц Pe_p много большими единицы при концентрации частиц у поверхности цилиндра равной нулю можно найти по формуле [50].

$$E_B = 2,9 Pe_B^{-2/3} (2 - In Pe)^{-1/3}, \quad (1.36)$$

где $Pe_B = 2\vartheta_\infty R / D_B$, $Pe = 2\vartheta_\infty R / \nu$; D_B – коэффициент броуновской диффузии [1], R – радиус цилиндрической поверхности, и ν – коэффициент кинематической вязкости газового потока.

Формула для коэффициента захвата частиц, обусловленного зацеплением, при $Re \ll l$, равна [53]

$$E_c = \left[2 \left(1 + \frac{\alpha}{R} \right) In \left(1 + \frac{\alpha}{R} \right) - \left(1 + \frac{\alpha}{R} \right) + \frac{1}{\left(1 + \frac{\alpha}{R} \right)} \right] / 2(2 - In Re), \quad (1.37)$$

где α – радиус частицы.

Проведенные с помощью формул (1.35) – (1.37) оценки показали, что при обтекании цилиндра неоднородными по температуре и концентрациям компонент газовыми потоками величина E_{TD} , даже при малых перепадах температуры и концентраций компонент в окрестности цилиндра, может быть значительно больше величин коэффициентов E_B и E_c . Это достаточно хорошо видно из рис. 1.2 – 1.9, где приведены кривые зависимости коэффициентов захвата от радиуса частиц α . Оценки были проведены при числе $Re = 0,5$, давлении $p = 101325 \text{ Па}$, температуре поверхности цилиндра $T_s = 293 \text{ К}$. При определении значений E_T , E_B и E_c осаждение частиц рассматривалось в потоке

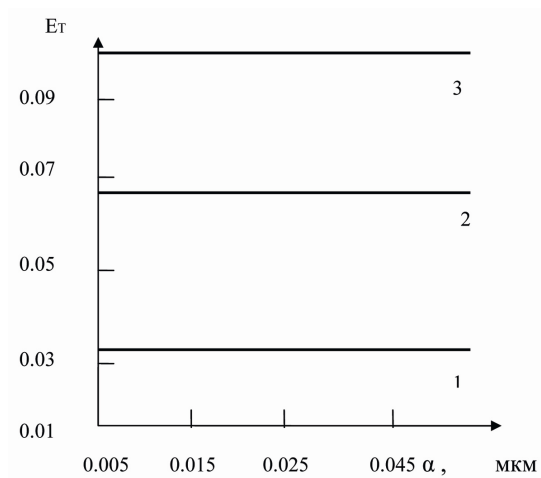


Рис. 1.2. Кривые зависимости коэффициента E_T от радиуса α малых частиц

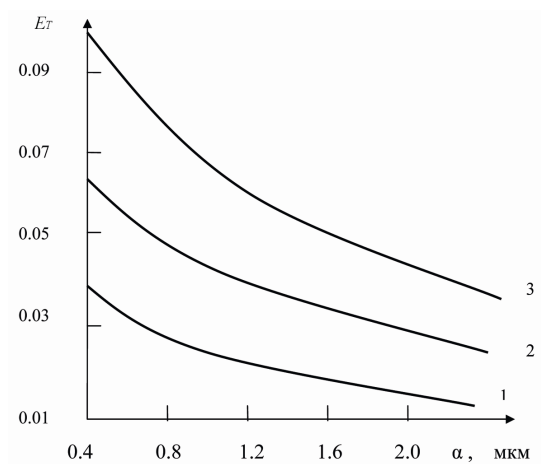


Рис. 1.3. Кривые зависимости коэффициента E_T от радиуса умеренно крупных частиц

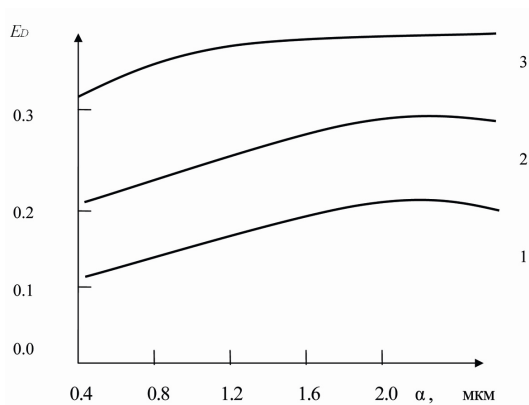


Рис. 1.4. Кривые зависимости коэффициента E_D от радиуса умеренно крупных частиц

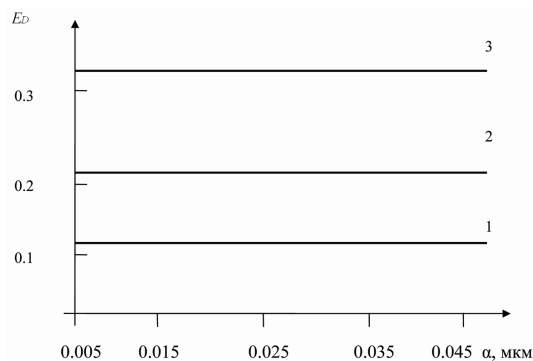


Рис. 1.5. Кривые зависимости коэффициента E_D от радиуса α умеренно малых частиц

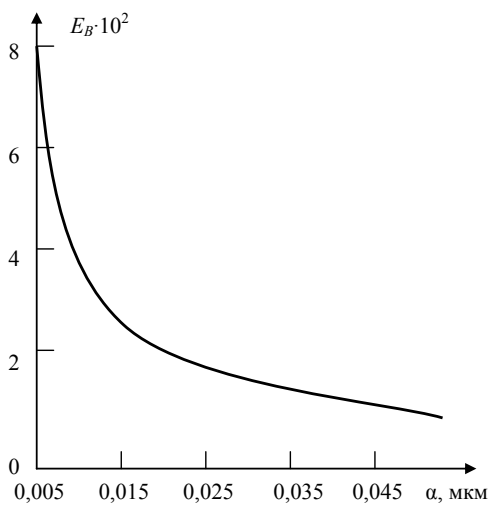


Рис. 1.6. Зависимость коэффициента E_B от радиуса малых частиц α

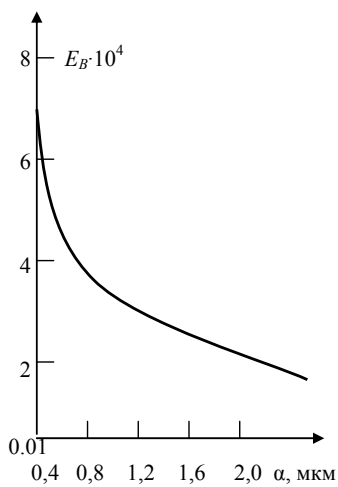


Рис. 1.7. Зависимость коэффициента E_B от радиуса умеренно крупных частиц α

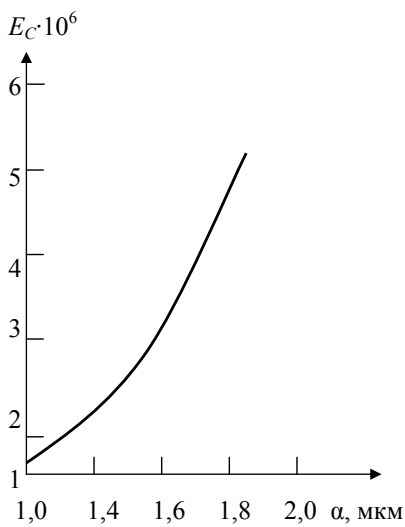


Рис. 1.8. Зависимость коэффициента E_C от радиуса α умеренно крупных частиц при $Re = 0,5$ и радиусе цилиндра $R = 0,05$ см

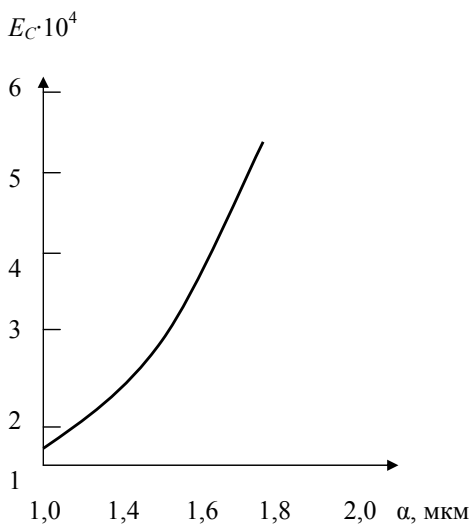


Рис. 1.9. Зависимость коэффициента E_C от радиуса α умеренно крупных частиц при $Re = 0,5$ и радиусе цилиндра $R = 0,005$ см

азота, а при вычислении E_D – в паровоздушной смеси. Значения коэффициента чисто термофоретического захвата E_T были найдены при температурах газового потока, равных: $T_\infty = 298K$ (кривые 1), $T_\infty = 303K$ (кривые 2), $T_\infty = 308K$ (кривые 3). Величина E_D определялась при $c_{ls} = 0,020$ и $c_{l\infty} = 0,025$ (кривые 1), $c_{l\infty} = 0,030$ (кривые 2), $c_{l\infty} = 0,035$ (кривые 3) в изотермических условиях, когда коэффициент V_D (1.21) равен

$$V_D = \left[\frac{m_1 n_\infty}{\rho_\infty} + f_{D\infty} c_{2\infty} \right] \frac{1}{n_\infty} Q_1. \quad (1.38)$$

Значения коэффициентов f_T и f_D были вычислены при коэффициентах аккомодации тангенциального импульса и энергии, равных единице по формулам, найденным в [74] и приведенным в [76]. При определении величины потоков Q_T и Q_I , были использованы выражения (1.39), взятые из [75], которые позволяют находить значения Q_T и Q_1 , при малых относительных перепадах в окрестности цилиндра температуры и концентрации несущего компонента:

$$Q_T = \frac{2\pi l_s (T_\infty - T_s) \alpha}{\ln(8/Pe_T \gamma)}, Q_1 = \frac{2\pi D_{12} l_s n (c_{1\infty} - c_{1s})}{\ln(8/Pe_D \gamma)}, \quad (1.39)$$

где $\gamma = 0,5772\dots$ – постоянная Эйлера; $Pe_T = 2\vartheta_\infty R/b$, b – коэффициент температуропроводности; $Pe_D = 2\vartheta_\infty R/D_{12}$, D_{12} – коэффициент диффузии. Более общие, чем (1.39), выражения, позволяющие находить значения Q_1 , и Q_2 при обтекании потоком с $Re \ll 1$ эллиптического цилиндра получены в [77].

После подстановки (1.39) в выражение для E_{TD} (1.35) с учетом (1.19) и (1.38), получаем следующие формулы для E_T и E_D , которые были использованы при оценке величины E_T и E_D :

$$E_T = f_T \frac{v_\infty}{b_\infty} \frac{2\pi}{\text{Pe}_T \ln(8/\text{Pe}_T \gamma)} \frac{1}{T_\infty} (T_\infty - T_s), \quad (1.40)$$

$$E_D = \left[\frac{m_1 n_\infty}{\rho_\infty} + f_D c_{2\infty} \right] \frac{2\pi}{\text{Pe}_D \ln(8/\text{Pe}_D \gamma)} (c_{1\infty} - c_{1s}). \quad (1.41)$$

Из (1.40) и (1.41) видно, что, в отличие от E_c при обтекании цилиндра неоднородными потоками с $\text{Re} \ll 1$, величина E_T и E_D (также, как и E_B) не зависит непосредственно от радиуса цилиндра, а определяется значениями теплового и диффузионного чисел Пекле цилиндра.

Значения коэффициента броуновской диффузии D_B оценивались по формуле [1]

$$D_B = \left(\frac{kT}{6\pi\mu\alpha} \right) \left\{ 1 + A \frac{\lambda}{\alpha} + B \frac{\lambda}{\alpha} \exp\left(-C \frac{\alpha}{\lambda}\right) \right\}, \quad (1.42)$$

где k – постоянная Больцмана; μ – динамическая вязкость; λ – средняя длина свободного пробега молекул газа. При вычислениях, проведенных по (1.42), были использованы следующие значения коэффициентов: $A = 1,246$, $B = 0,42$, $C = 0,87$ [74].

При протекании на поверхности каталитически активного цилиндра химической реакции в его окрестности возникает неоднородное распределение температуры и концентраций

газообразных компонент. В этом случае коэффициент E_{TD} может быть значительно больше по величине коэффициентов E_B и E_c . Так, например, при конверсии молекул CH_4 парами воды, происходящей при $T_\infty = 1000K$, $c_{CH_4\infty} = 0,1$, $c_{CH_4\infty}^{(S)} = 0$, $p = 101325Pa$, $Re = 0,5$ у частиц с $\alpha = 10^{-5}$ см и $a = 3 \cdot 10^{-6}$ см отношение E_{TD} / E_B , соответственно, равно: $E_{TD}/E_B = 1,34 \cdot 10^3$, $E_{TD}/E_B = 3,5 \cdot 10^2$.

При определении значений отношения E_{TD} / E_B было использовано выражение для V_{TD} (1.30). Значения коэффициентов f_T и f_j вычислялись по формулам (1.3.2) и (1.3.3). Величина Q_1 , определялась по второй из формул (1.39). При проведении оценок предполагалось, что цилиндр обтекает поток трехкомпонентной смеси, состоящей из молекул CH_4 , H_2O и N_2 в которой $c_{H_2O} \ll c_2$.

Следует отметить, что полученные выше формулы могут быть использованы и при оценке термодиффузиофоретического осаждения частиц на поверхности нескольких бесконечных параллельных цилиндров или тел конечных размеров, обтекаемых ламинарным бесконечным потоком F компонентной газовой смеси.

С помощью этих формул было показано, что термодиффузиофоретический механизм захвата может оказать значительно более сильное влияние на процесс осаждения на

цилиндрической поверхности частиц микронных и субмикронных размеров, чем броуновская диффузия и эффект зацепления.

В связи с этим представляет интерес изучение степени влияния, которое может оказать термодиффузиофоретический механизм захвата частиц на процесс очистки неоднородных газовых потоков в волокнистых фильтрах, в которых осаждение частиц происходит на отдельных тонких волокнах [47,49].

Рассмотрим термодиффузиофоретическое осаждение частиц в волокнистой перегородке, образованной параллельными друг другу хаотически расположенными цилиндрическими волокнами (рис.1.10).

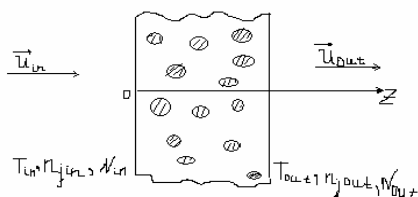


Рис.1.10.Схема волокнистой перегородки

Пористость перегородки достаточно высока (плотность упаковки меньше или около 0,1), чтобы фильтрующий слой можно было рассматривать, как систему изолированных цилиндров. При этом, оценивая термодиффузиофоретический захват отдельными волокнами перегородки, можно использовать формулы (1.17) – (1.21), (1.25), (1.30). В

перегородку поступает однородный поток F – компонентного газа, в котором взвешены монодисперсные частицы. Термодиффузиофоретическое осаждение частиц при протекании газа через волокнистую перегородку может происходить в тех случаях, когда температура волокон фильтра ниже температуры потока и при этом на поверхности волокон молекулы газового потока могут испытывать фазовые или химические превращения. При этом, одновременно будет происходить изменение в газовом потоке массовой скорости $\vec{U}$, температуры T и концентраций молекул газообразных компонент n_j и частиц N . Значения физических величин во входном сечении перегородки будем обозначать символом «*in*», а в выходном – «*out*».

В рассматриваемой здесь перегородке цилиндры слабо возмущают поток газа. Вследствие этого средние значения массовой скорости $\vec{U}$, концентраций n_j молекул компонент, температуры T и концентрации частиц N в потоке газа, проходящем через перегородку, можно считать функциями, зависящими от координаты Z . Продольные тепловое и диффузионное числа Пекле газового потока достаточно велики, чтобы можно было пренебречь влиянием на перенос тепла и молекул в продольном направлении молекулярной теплопроводности и диффузии. При этом зависимость n_j , T и N от продольной координаты Z определяется следующей

системой дифференциальных уравнений сохранения молекул, тепловой энергии и частиц:

$$\frac{d\theta_j}{dz} = -\alpha_j, \frac{d\theta_T}{dz} = -\alpha_T, \frac{d\theta_p}{dz} = -\alpha_p, \quad (1.43)$$

где

$$\theta_j = n_j U, \quad \theta_T = \sum_{j=1}^F m_j h_j \theta_j, \quad \theta_p = N U. \quad (1.44)$$

В (1.43) и (1.44) в $\theta_j, \theta_T, \theta_p$ – плотности потоков молекулу j -го сорта, тепла и частиц; $\alpha_j, \alpha_T, \alpha_p$ – объемные плотности источников (стоков) молекул j -го вида, тепла и аэрозольных частиц. Связь между величиной α_p и плотностями источников α_j, α_T в рассматриваемой здесь перегородке определяется формулой (1.17), в которой потоки Q_p, Q_j и Q_T нужно заменить, соответственно, на α_p, α_j и α_T . При этом

$$A_p = VN, \quad (1.45)$$

$$V = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^F m_j \alpha_j + \\ & + \sum_{i=1}^F f \sum_{j=1}^F \frac{1}{n D_{ij}} [c_j \alpha_i - c_i \alpha_j] + \\ & + f_T^* \frac{v}{\alpha T} \left[\alpha_T - \sum_{j=1}^F (m_j h_j \alpha_j) - \right. \\ & \left. - k T \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j D_{T,i}}{m_i D_{ij} n_i} \right) \alpha_i - \left(\frac{c_j D_{T,j}}{m_i D_{ij} n_j} \right) \alpha_j \right] \end{aligned} \right\}, \quad (1.46)$$

$$\text{где } f_T^* = \left[f_T - \frac{1}{v} \sum_{i=1}^F f \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_i c_j}{\rho D_{ij}} \right) \left(\left(\frac{D_{T,i}}{Y_i} \right) - \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} \right) \right) \right]_i. \quad (1.47)$$

Значения входящих в (1.45) – (1.47) коэффициентов f_T и f_j зависят от величины относительных концентраций c_j компонент и температуры T потока газа в рассматриваемом поперечном сечении перегородки. В связи с малыми продольными перепадами в волокнистой перегородке давления p значения n в (1.46) можно находить по формуле:

$$n = p_{in}/kT. \quad (1.48)$$

Умножив первое из уравнений системы (1.43) на массу m_j и проведя суммирование по всем номерам компонент, приходим к уравнению сохранения массы газового потока:

$$\frac{d}{dz}(\rho U) = - \sum_{j=1}^F m_j \alpha_j, \quad (1.49)$$

где ρ – плотность газового потока.

Подставив (1.45) в (1.43) с учетом дифференциальной связи между α_j и $\frac{d\theta_j}{dz}$, α_T и $\frac{d\theta_T}{dz}$, (1.43), $\sum_{j=1}^F m_j \alpha_j$ и $\frac{d}{dz}(\rho U)$ (1.49), приходим к следующему уравнению, связывающему

значения производной $\frac{d \theta_p}{dz}$ и производных

$$\frac{d\theta_j}{dz}, \frac{d\theta_T}{dz}, \frac{d}{dz}(\rho U)$$

$$\frac{d\theta_p}{dz} = N \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \frac{d}{dz} (\rho U) + \\ & + \sum_{i=1}^F f_i \sum_{j=1}^F \frac{1}{n D_{ij}} \left[c_j \frac{d\theta_i}{dz} - c_i \frac{d\theta_j}{dz} \right] + \\ & \left[\frac{d\theta_T}{dz} - \sum_{j=1}^F (m_j h_j) \frac{d\theta_j}{dz} - \right. \\ & \left. + f_T^* \frac{v}{\alpha T} \right. \\ & \left. - k T \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\left(\frac{c_j D_{T,i}}{m_i D_{ij} n_i} \right) \frac{d\theta_i}{dz} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\frac{c_j D_{T,j}}{m_i D_{ij} n_j} \right) \frac{d\theta_j}{dz} \right) \right] \end{aligned} \right\}. \quad (1.50)$$

С учетом конкретного вида формул для θ_j и θ_T (1.44), выражения, входящие в квадратные скобки (1.50), равны

$$\begin{aligned} & \left\{ c_j \frac{d\theta_i}{dz} - c_i \frac{d\theta_j}{dz} \right\} = \\ & = \left\{ c_j \frac{d}{dz} [c_i (nU)] - c_i \frac{d}{dz} [c_j (nU)] \right\} = \\ & = nU \left\{ c_j \frac{dc_i}{dz} - c_i \frac{dc_j}{dz} \right\} = nU c_j^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{c_i}{c_j} \right), \end{aligned} \quad (1.51)$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ \frac{d\theta_T}{dz} - \sum_{j=1}^F m_j h_j \frac{d\theta_j}{dz} - kT \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left[\left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t D_{ij} n_t} \right) \frac{d\theta_t}{dz} - \right. \right. \\
& \left. \left. - \left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t D_{ij} n_j} \right) \frac{d\theta_j}{dz} \right] \right\} = \\
& = \left\{ \sum_{j=1}^F \left(m_j \theta_j \frac{dh_j}{dz} + m_j h_j \frac{d\theta_j}{dz} \right) - \right. \\
& \left. - \sum_{j=1}^F m_j h_j \frac{d\theta_j}{dz} - \right. \\
& \left. - kT \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j D_{T,t}}{m_t D_{ij}} \right) \left[\frac{1}{n_t} \frac{d}{dz} [c_t (nU)] - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{1}{n_j} \frac{d}{dz} [c_j (nU)] \right] \right\} = \quad (1.52) \\
& = U \left\{ \sum_{j=1}^F m_j n c_j \frac{dh_j}{dz} - kT \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j^2 D_{T,t}}{m_t D_{ij} c_t} \right) \frac{d}{dz} \left(\frac{c_t}{c_j} \right) \right\}.
\end{aligned}$$

После подстановки (1.51) и (1.52) в (1.50) и последующего сокращения обеих частей (1.50) на UN , приходим к следующему более простому виду (1.53):

$$\frac{1}{\theta_p} \frac{d\theta_p}{dz} = \frac{1}{\rho U} \frac{d}{dz} (\rho U) + \omega(z), \quad (1.53, a)$$

где

$$\omega(z) = f_T^* \frac{\nu}{\alpha T} \left\{ \sum_{j=1}^F m_j n c_j \frac{dh_j}{dz} - \right. \\ \left. - k T \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j^2 D_{T,t}}{m_t D_{ij} c_t} \right) \frac{d}{dz} \left(\frac{c_t}{c_j} \right) \right\} + \\ + \sum_{i=1}^F f_i \sum_{j=1}^F \left(\frac{c_j^2}{D_{ij}} \right) \frac{d}{dz} \left(\frac{c_i}{c_j} \right) \Bigg\}. \quad (1.53, б)$$

Зная зависимость θ_p от Z , коэффициент захвата частиц η на длине Z волокнистой перегородки можно найти по формуле

$$\eta = 1 - \frac{\theta_p(z)}{\theta_{pin}}. \quad (1.54)$$

При известной функциональной связи между U , c_j , T и переменной Z , интегрируя (1.53) приходим к

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \left(\frac{\rho U}{\rho_{in} U_{in}} \right) \exp \int_0^z \omega(z) dz. \quad (1.55)$$

Если поглощение молекул одной из компонент, например, F -й не происходит, то в каждом поперечном сечении сохраняется плотность потока θ_F , т.е.

$$Q_F(z) = n_F(z) U(z) = \text{const} = n_{Fin} U_{in}. \quad (1.56)$$

Из (1.56) следует, что

$$U(z) = \frac{n_{Fin}}{n_F(z)} U_{in}. \quad (1.57)$$

Подставив (1.57) в (1.55), получаем

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \left(\frac{\rho}{n_F} \right) \left(\frac{n_{Fin}}{\rho_{in}} \right) \exp \int_0^z \omega(z) dz. \quad (1.58)$$

В случае однокомпонентного газа формула (1.58) позволяет оценивать чисто термофоретический захват частиц. При этом формула (1.58) равна

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \exp \int_0^z f_T \frac{\nu}{b} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} dz, \quad (1.59)$$

где $b = \alpha/m_1 n \Delta_1$ – коэффициент температуропроводности; $\Delta_1 = \frac{dh_1}{dT}$ – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении. Входящие в (1.59) коэффициенты f_T , ν и b зависят только от температуры T . В связи с этим при проведении интегрирования (1.59) целесообразно от независимой переменной Z перейти к новой переменной интегрирования T . При этом формула (1.59) переходит в

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \exp \left[- \int_T^{T_{in}} f_T \frac{\nu}{b} \frac{1}{T} dT \right]. \quad (1.60)$$

При слабой зависимости $(f_T \nu / b)$ от температуры, когда $(f_T \nu / b)$ можно считать постоянной величиной, формула (1.60) равна

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \left(\frac{T}{T_{in}} \right)^{f_T \frac{\nu}{b}}. \quad (1.61)$$

В случае бинарных газовых смесей с пренебрежимо малыми значениями коэффициента термодиффузии выражение (1.58) равно

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \frac{(m_1 c_1 + m_2 c_2)}{(m_1 c_{1in} + m_2 c_{2in})} \frac{c_{2in}}{c_2} \exp \left\{ \int_0^z \left[f_T \frac{v}{b} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + f_D \frac{dc_1}{dz} \right] dz \right\}, \quad (1.62)$$

$$\text{где } b = \frac{\infty}{n(c_1 m_1 \Delta_1 + c_2 m_2 \Delta_2)}; \quad \Delta_i = \frac{dh_i}{dT} \quad - \quad \text{удельные}$$

теплоемкости компонент; $f_D = f_1 \frac{1}{D_{12}}$ (1.23), $f_2 = 0$.

При слабой зависимости коэффициентов $(f_T v/b)$ и f_D от температуры T и относительной концентрации c_1 формула (1.62) переходит в

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \frac{(m_1 c_1 + m_2 c_2)}{(m_1 c_{1in} + m_2 c_{2in})} \frac{c_{2in}}{c_2} \left(\frac{T}{T_{in}} \right)^{f_T \frac{v}{b}} \exp[-f_D (c_{1in} - c_1)]. \quad (1.63)$$

С помощью формул (1.61) и (1.63) были проведены оценки значений коэффициентов термофоретического η_T и диффузиофоретического η_D захвата малых аэрозольных частиц ($Kn \gg 1$) взвешенных, соответственно, в воздушном и паровоздушном потоках с давлением $p = 101325 \text{ Па}$. Вычисления были проведены при коэффициентах аккомодации тангенциально импульса и энергии молекул, равных единице. При этом в однокомпонентных газах $f_T = 0,54$. Из рис.1.11 приведена кривая зависимости коэффициента η_T от температуры газа T_{in} во входном сечении. При оценке η_T предполагалось, что в волокнистой перегородке газ охлаждается до температуры $T_{out} = 300 \text{ К}$. Кривые на рис.1.12 показывают зависимость η_D от значений относительной

концентрации паров воды во входном сечении c_{lin} . Оценка значений η_D была проведена в изотермических условиях при $T = 300\text{K}$, $c_{out} = 0,03$. Для сравнения на рис.1.12 приведены кривые зависимости η_D от c_{lin} при захвате частиц, обусловленном, как конденсацией паров воды, так и диффузиофоретической силой (кривая 1), конденсацией паров воды (кривая 2) и только диффузиофоретическим переносом (кривая 3). Величина коэффициентов f_T и f_D находилась при значениях коэффициентов аккомодации тангенциального импульса и энергии, равных единице.

Из рис.1.11 видно, что значения коэффициента чисто термофоретического захвата частиц в пористой перегородке могут превышать 30%. Кривые 1 – 3 рис.1.12 показывают, что основное влияние на диффузиофоретическое осаждение частиц из газовых потоков с близкими массами молекул оказывает конденсация молекул летучего компонента газообразной среды.

При гетерогенных химических превращениях, происходящих на поверхности волокон, значения объемных плотностей источников α_j связаны α_1 соотношением

$$\alpha_j = (\beta_j \alpha_1 / \beta_1), \quad (1.64)$$

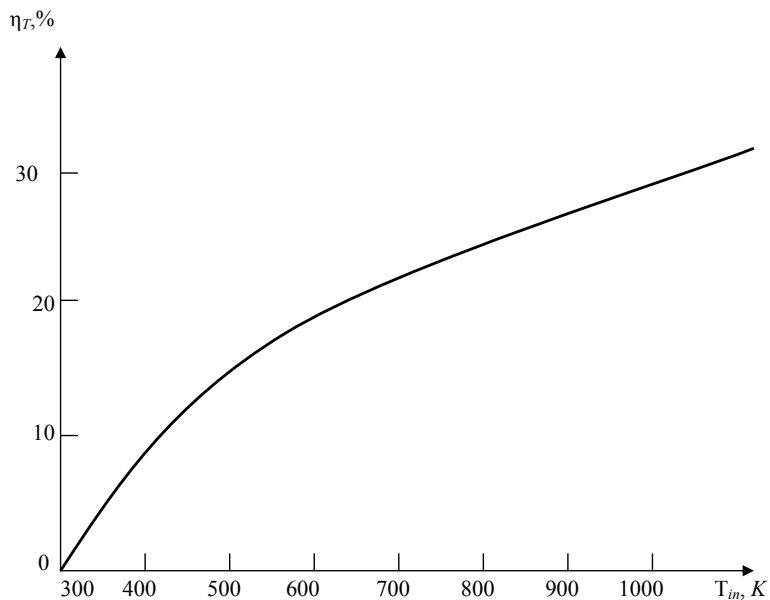


Рис. 1.11. Зависимость коэффициента термофоретического захвата η_T от температуры T_{in} во входном сечении

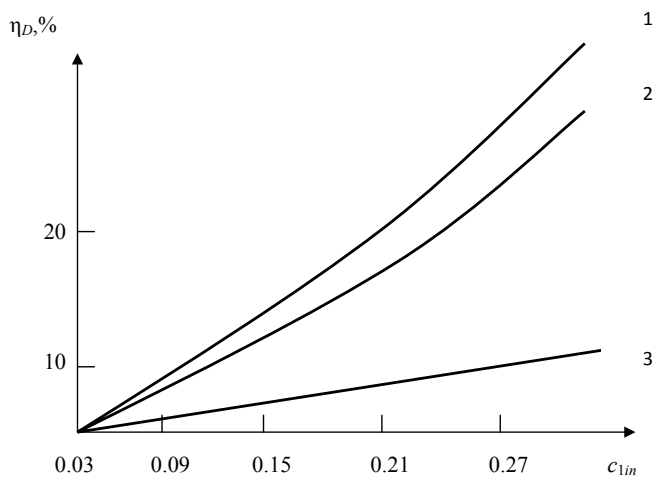


Рис. 1.12. Зависимость коэффициента η_D от относительной концентрации паров во входном сечении c_{lin}

где β_j – стехиометрические коэффициенты химических реакций, положительные у молекул, вступающих в химическую реакцию, и отрицательные – у газообразных продуктов реакции. Плотность потока массы ρU остается при этом постоянной. Из (1.43) и (1.64) вытекает, что

$$\frac{d}{dz}(n_j U) = \frac{\beta_j}{\beta_1} \frac{d}{dz}(n_1 U). \quad (1.65)$$

Интегрируя (1.65), получаем

$$n_j U = n_{jin} U_{in} - \frac{\beta_j}{\beta_1} (n_{1in} U_{in} - n_1 U). \quad (1.66)$$

Проводя суммирование выражений (1.66) по всем j от 1 до F и учтя, что $\sum_{j=1}^F n_j = n$, после проведения подобных членов приходим к

$$U = \frac{n_{in}}{n} \frac{[1 - A c_{1in}]}{[1 - A c_1]} U_{in}, \quad (1.67)$$

где $A = \sum_{j=1}^F \left(\frac{\beta_j}{\beta_1} \right)$, $n = \frac{p}{kT}$. Подставляя (1.67) в (1.66),

получим следующую связь между значениями c_j и c_1

$$c_j = \frac{1}{[1 - A c_{1in}]} \left\{ c_{jin} (1 - A c_1) + \frac{\beta_j}{\beta_1} (c_1 - c_{1in}) \right\}. \quad (1.68)$$

Входящие в (1.67) – (1.68) значения c_1 связаны со значениями коэффициента степени превращения молекул первого сорта взаимно однозначным соотношением

$$c_1 = \frac{(1-\varepsilon)}{(1-A\varepsilon c_{1in})} c_{1in}. \quad (1.69)$$

С учетом (1.64) выражение для V_{TD} (1.46) переходит в

$$V_{TD} = \left\{ \frac{1}{\rho} \alpha_1 \sum_{j=1}^F m_j h_j \frac{\beta_j}{\beta_1} + \alpha_1 \sum_{i=1}^F f_i \sum_{j=1}^F \frac{1}{n D_{ij}} \left[c_j \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_i \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] + \right. \\ \left. + f_T^* \frac{v}{\alpha T} \left[\alpha_T - \alpha_1 \sum_{j=1}^F \left(m_j h_j \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - k T \alpha_1 \sum_{i=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{D_{T,i}}{m_i D_{ij} n_i} \right) \left(c_j \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_i \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) \right] \right\}. \quad (1.70)$$

Входящая в (1.70) разность $\left(c_j \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_i \frac{\beta_j}{\beta_1} \right)$ после подстановки в нее (1.68), становится равной

$$\left(c_j \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_i \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) = \left(c_{jin} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{im} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) \frac{(1-Ac_1)}{(1-Ac_{1in})}. \quad (1.71)$$

Первый член в правой части (1.70) тождественно равен нулю, в связи с сохранением массы вступающих в химическую реакцию молекул. После подстановки (1.71) в (1.70), учтя при этом дифференциальную связь между α_T , α_1 и плотностями потоков θ_T и θ_1 , (1.43), выражение (1.70) переходит в

$$V_{TD} = - \left\{ \begin{aligned} & \left[\frac{d}{dz} (n_1 U) \right] \frac{(1 - Ac_1)}{(1 - Ac_{1in})} \sum_{i=1}^F f_i \times \\ & \times \sum_{j=1}^F \left[\frac{1}{n D_{ij}} \left(c_{jin} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) + f_T^* \frac{v}{\varpi T} \times \right. \\ & \times \sum_{j=1}^F m_j \frac{d}{dz} (h_j n_j U) - \frac{d}{dz} (n_1 U) \\ & \left. \times \sum_{j=1}^F \left[m_j h_j \frac{\beta_j}{\beta_1} - kT \left(\frac{d}{dz} (n_1 U) \right) \frac{(1 - Ac_1)}{(1 - Ac_{1in})} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{D_{T,t}}{m_t D_{ij} n_t} \right) \left[c_{jin} \frac{\beta_t}{\beta_1} - c_{tin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \right] \right] \end{aligned} \right\} \times \quad (1.72)$$

Подставив в $\frac{d}{dz} (n_1 U)$ формулу для U (1.67), получаем

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\frac{d}{dz} (n_1 U) = -n_{in} U_{in} (1 - Ac_{1in}) \frac{d}{dz} \frac{c_1}{(1 - Ac_1)} = \\ &= -\frac{n_{in} U_{in} (1 - Ac_{1in})}{(1 - Ac_1)^2} \frac{dc_1}{dz} = -Un \frac{1}{(1 - Ac_1)} \frac{dc_1}{dz}. \end{aligned} \quad (1.73)$$

С учетом (1.73), выражение для V_{TD} (1.72) переходит в

$$V_{TD} = -U \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{(1 - Ac_{lin})} \frac{dc_1}{dz} \sum_{i=1}^F f_i \times \\ & \times \sum_{j=1}^F \frac{1}{D_{ij}} \left[c_{jin} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] + f_T^* \frac{v}{\alpha T} \times \\ & \times \left[\sum_{j=1}^F m_j \Delta_j n_j \frac{dT}{dz} - \frac{kT}{(1 - Ac_{lin})} \times \right. \\ & \left. \times \frac{dc_1}{dz} \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{D_{T,t}}{m_t D_{ij} c_t} \right) \left(c_{jin} \frac{\beta_t}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1.74)$$

Подставив (1.74) в (1.45), преобразовав третье из уравнений (1.43), получаем

$$\frac{1}{\theta_p} \frac{d\theta_p}{dz} = \Psi_T^{(1)} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + (\Psi_D^{(1)} + \Psi_D^{(2)}) \frac{dc_1}{dz}, \quad (1.75)$$

$$\text{где } \Psi_T^{(1)} = (f_T^* v / b), \quad (1.76)$$

$$\Psi_D^{(1)} = \frac{1}{(1 - Ac_{lin})} \sum_{i=1}^F f_i \sum_{j=1}^F \frac{1}{D_{ij}} \left[c_{jin} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right], \quad (1.77)$$

$$\Psi_D^{(2)} = -\frac{1}{(1 - Ac_{lin})} f_T^* \frac{vk}{\alpha} \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left(\frac{D_{T,t}}{m_t D_{ij} c_t} \right) \left[c_{jin} \frac{\beta_t}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right]. \quad (1.78)$$

$$\text{В (1.79) } b = \frac{\alpha}{n \sum_{j=1}^F m_j c_j \Delta_j}; \quad \Delta_j = \frac{dh_j}{dT}. \text{ Значения } f_T^* \text{ находятся}$$

по формуле (1.47). Интегрируя (1.75), приходим к

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \exp \left\{ \int_0^z \left[\psi_T^{(1)} \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \left(\psi_D^{(1)} + \psi_D^{(2)} \right) \frac{dc_1}{dz} \right] dz \right\}. \quad (1.79)$$

Формула (1.79) позволяет находить значения θ_p при известной зависимости T и c_1 от координаты Z .

Если при проведении оценок значения коэффициентов $\psi_T^{(1)}$ и $(\psi_D^{(1)} + \psi_D^{(2)})$ можно считать постоянными, то в этом случае

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \left(\frac{T}{T_{in}} \right)^{\psi_T^{(1)}} \exp \left[- \left(\psi_D^{(1)} + \psi_D^{(2)} \right) (c_{lin} - c_1) \right]. \quad (1.80)$$

Значения коэффициентов $\psi_T^{(1)}$ и $\psi_D^{(1)}$ можно считать постоянными газовых смесях с близкими массами участвующих в химической реакции молекул, когда в волокнистой перегородке малы относительные перепады температуры, а концентрация молекул одной из компонент, например, F -й много больше суммарной концентрации остальных компонент $\left(n_F \gg \sum_{j=1}^{F-1} n_j \right)$. При этом коэффициенты $\psi_D^{(2)}$ и f_F можно считать равными нулю, а значения коэффициентов f_i $c_i \leq F-1$ оценивать по формуле

$$f_i = D_{iF} f_{Di}, \quad (1.81)$$

где D_{iF} – коэффициент бинарной диффузии газовой смеси, состоящей из молекул сорта i и F , а f_{Di} – коэффициент,

входящий в выражение для скорости диффузиофореза $\vec{\vartheta}_{Di}$ частиц, взвешенных в этой же бинарной смеси

$$\vec{\vartheta}_{Di} = -f_{Di} D_{iF} \nabla c_i. \quad (1.82)$$

Подставляя (1.81) в $\Psi_D^{(1)}$ (1.77), получаем

$$\Psi_D^{(1)} = \frac{1}{(1 - Ac_{lin})} \sum_{i=1}^{F-1} f_{Di} \frac{\beta_i}{\beta_1}. \quad (1.83)$$

С помощью приведенных выше формул оценку захвата частиц можно проводить в перегородках с положительными коэффициентами V_{TD} (1.46), когда осаждение частиц происходит на каждом волокне перегородки.

В каталитически активных перегородках с пренебрежимо малым внешним теплоотводом плотность источников (стоков) тепла равна

$$\alpha_T = -L_1 m_1 \alpha_1 + \sum_{j=1}^F m_j h_j^{(c)} \alpha_j = - \left[L_1 m_1 - \sum_{j=1}^F m_j h_j^{(c)} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \alpha_1, \quad (1.84)$$

где L – количество тепла, выделяющегося ($L_1 > 0$) или поглощаемого ($L_1 < 0$) в процессе реагирования единицы массы вещества первого компонента; $h_j^{(c)}$ – удельная энтальпия, взятая при температуре поверхности волокон рассматриваемого сечения перегородки. Подставив (1.84) в (1.70), с учетом (1.71) получаем

$$V_{TD} = \alpha_1 \left\{ \begin{aligned} & \frac{(1 - Ac_1)}{(1 - Ac_{1in})} \sum_{i=1}^F f_i \times \\ & \times \sum_{j=1}^F \frac{1}{nD_{ij}} \left(c_{jin} \frac{\beta_i}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) + f_T^* \frac{v}{\alpha T} \times \\ & \times \left[-L_1 m_1 + \sum_{j=1}^F m_j \frac{\beta_j}{\beta_1} (h_j^{(c)} - h_j) - kT \frac{(1 - Ac_1)}{(1 - Ac_{1in})} \times \right. \\ & \left. \times \sum_{t=1}^F \sum_{j=1}^F \left[\frac{D_{T,t}}{m_t D_{jt} n_t} \left(c_{jin} \frac{\beta_t}{\beta_1} - c_{iin} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right) \right] \right] \end{aligned} \right\} \quad (1.85)$$

Проведя, исходя из (1.85), преобразование уравнения сохранения числа частиц, получаем

$$\frac{1}{\theta_p} \frac{d\theta_p}{dz} = \left[\Psi_T^{(2)} + \Psi_D^{(1)} + \Psi_D^{(2)} \right] \frac{dc_1}{dz}, \quad (1.86)$$

$$\Psi_T^{(2)} = -f_T^* \frac{vn}{\alpha T} L_1 m_1 \left[1 + \frac{1}{L_1 m_1} \sum_{j=1}^F m_j \frac{\beta_j}{\beta_1} (h_j - h_j^{(c)}) \right] \frac{1}{(1 - Ac_1)}. \quad (1.87)$$

Значения $\Psi_D^{(1)}$ и $\Psi_D^{(2)}$ находятся по формулам (1.77) и (1.78). При выводе (1.86) было использовано выражение для α , (1.73). Входящие в (1.86) коэффициенты $\Psi_T^{(2)}$, $\Psi_D^{(1)}$ и $\Psi_D^{(2)}$ зависят от температуры T и относительных концентрации компонент c_j газового потока, причем значения c_j в волокнистой перегородке связаны однозначно со значениями c_l (1.68). В связи с этим, при известной функциональной связи между T и c_j , значения θ_p/θ_{pin} могут быть найдены по формуле

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \exp \left[- \int_{c_1}^{c_{lin}} \left(\Psi_T^{(2)} + \Psi_D^{(1)} + \Psi_D^{(2)} \right) dc_1 \right]. \quad (1.88)$$

Функциональная связь между T и c_1 , при известной зависимости температуры поверхности волокон от продольной координаты Z может быть найдена в процессе совместного интегрирования уравнений переноса тепла и молекул первого сорта (1.43). При выполнении условия (1.84), эта система имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dz} \left(\sum_{j=1}^F m_j h_j n_j U \right) = \left[L_1 m_1 - \sum_{j=1}^F m_j h_j^{(c)} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \alpha_1, \quad \frac{d}{dz} (n_1 U) = -\alpha_1. \quad (1.89)$$

С учетом формул (1.67), (1.68) и (1.73), система (1.89) переходит в

$$\begin{aligned} & \left(\frac{dT}{dz} \right) \sum_{j=1}^F m_j \Delta_j \left[c_{jin} + \frac{(c_1 - c_{lin})}{(1 - Ac_1)} \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] = \\ & = - \left[L_1 m_1 + \sum_{j=1}^F m_j \left(h_j - h_j^{(c)} \right) \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \frac{(1 - Ac_{lin})}{(1 - Ac_1)^2} \frac{dc_1}{dz}, \end{aligned} \quad (1.90)$$

$$\frac{(1 - Ac_{lin})}{(1 - Ac_1)^2} n_{in} U_{in} \frac{dc_1}{dz} = -\alpha_1. \quad (1.91)$$

Из (1.90) – (1.91) следует, что в тех случаях, когда химические реакции протекают при малых перепадах температуры между потоком газа и поверхностью каталитически активных волокон, когда

$$|L_1 m_1| \gg \left| \sum_{j=1}^F m_j \left(h_j - h_j^{(c)} \right) \frac{\beta_j}{\beta_1} \right|, \text{ функциональная связь между } T \text{ и } c_1$$

может быть найдена непосредственно, в процессе решения дифференциального уравнения

$$\frac{dT}{dc_1} = - \left\{ L_1 m_1 \frac{(1 - Ac_{1in})}{(1 - Ac_1)^2} \Big/ \sum_{j=1}^F m_j \Delta_j \left[c_{jin} + \frac{(c_1 - c_{1in}) \beta_j}{(1 - Ac_1) \beta_1} \right] \right\}. \quad (1.92)$$

При слабой зависимости Δ_j от температуры это уравнение допускает решение в квадратурах

$$T = T_{in} + L_1 m_1 (1 - Ac_{1in}) \cdot \int_{c_1}^{c_{1in}} \left\{ 1 / (1 - Ac_1) \sum_{j=1}^F m_j \Delta_j \left[c_{jin} (1 - Ac_1) + (c_1 - c_{1in}) \frac{\beta_j}{\beta_1} \right] \right\} dc_1. \quad (1.93)$$

Если при проведении оценок можно пренебречь зависимостью подынтегрального выражения $(\psi_T^{(2)} + \psi_D^{(1)} + \psi_D^{(2)})$ формулы (1.88) от c_1 , то в этом случае формула (1.88) значительно упрощается и переходит в

$$\frac{\theta_p}{\theta_{pin}} = \exp \left[- \left(\psi_T^{(2)} + \psi_D^{(1)} + \psi_D^{(2)} \right) (c_{1in} - c_1) \right]. \quad (1.94)$$

С помощью (1.88) были проведены численные оценки коэффициента термодиффузионоретического захвата η_{TD} малых частиц при разложении в пористой перегородке молекул аммиака. Эти оценки показали, что в тех случаях, когда число молекул аммиака, испытавших химическое превращение в перегородке, составляет 20% от общего числа молекул, поступивших в канал, величина коэффициента η_{TD} может достигать 5%, Это хорошо видно из хода кривых

зависимости коэффициента термодиффузофоретического захвата малых (число Кнудсена $Kn \gg 1$) частиц от степени разложения аммиака ϵ , приведенных на рис. 1.13. Кривые 1 и 2 построены, соответственно, при $c_{\text{HN}_3\text{in}} = 1$ (кривая 1) и $c_{\text{HN}_3\text{in}} = 0,2$, $c_{\text{N}_2} = 0,8$. Расчеты были проведены при давлении $p = 101325 \text{ Па}$, средней температуре газового потока $\tilde{T} = 913 \text{ К}$, коэффициентах аккомодации тангенциального импульса и энергии газовых молекул, равных единице.

Если цилиндр заряжен, и аэрозольные частицы пренебрежимо мало возмущают электрическое поле, создаваемое зарядами цилиндра, то в этом случае скорость частиц в окрестности цилиндра равна

$$\vec{U} = (\vec{\vartheta} + \vec{U}_{TD} + \vec{U}_E), \quad (1.95)$$

где

$$\vec{U}_E = f_E e_p \vec{E}. \quad (1.96)$$

где e_p – заряд частицы; E – напряженность электрического поля; f_E – скалярный коэффициент, зависящий от размеров частицы.

В случае частиц с формой, близкой к сферической, выражение для коэффициента f_E имеет следующий общий вид:

$$f_E = f_E^* / 6\pi\mu_e \alpha, \quad (1.97)$$

где α – радиус аэрозольных частиц; μ_e – динамическая вязкость газа; f_E – коэффициент, зависящий от радиуса α . В случае умеренно крупных частиц

$$f_E^* = [1 + (b/a)]. \quad (1.98)$$

Входящий в (1.98) коэффициент b [65], пропорциональный средней длине свободного пробега молекул газа, зависит от температуры газа и концентрации компонент и масс молекул.

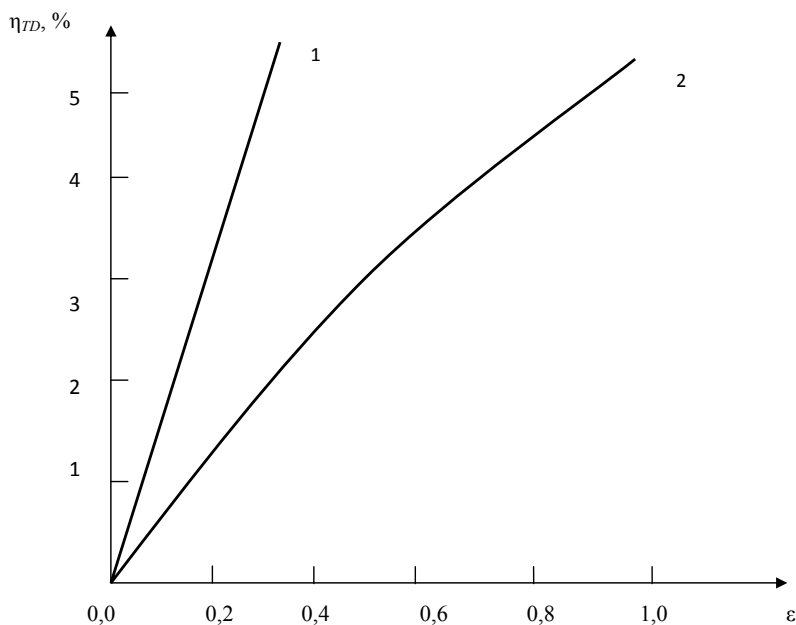


Рис.1.13. Кривые зависимости коэффициента термодиффузиофоретического осаждения η_{TD} от параметра ε , определяющего степень разложения аммиака

Проведя вывод, аналогичный тому, в ходе которого была найдена формула (1.17), получаем следующую формулу для потока частиц, оседающих на заданной длине поверхности цилиндра:

$$Q_p = (V_{TD} + V_E) N_\infty, \quad (1.99)$$

в которой значения V_{TD} находятся по формуле (1.18),

$$V_E = f_{E\infty} e_p Q_E, \quad Q_E = \int_S \vec{E} d\vec{S}. \quad (1.100)$$

Поток Q_E , с учетом того, что направление $d\vec{S}$ совпадает с направлением внутренней нормали, равен

$$Q_E = -\Delta_E e_c, \quad (1.101)$$

где e_c – заряд рассматриваемой части цилиндра с длиной l_s ; в системе СГСЕ коэффициент $\Delta_E = 4\pi$, а в системе СИ – $\Delta_E = 1/\epsilon_0$; ϵ_0 – электрическая постоянная.

Глава 2. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОДИФУЗИОФОРЕТИЧЕСКОГО ВЫМЫВАНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ БОЛЕЕ КРУПНЫМИ КАПЛЯМИ. СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим каплю чистого вещества или раствора, взвешенную в F – компонентной газовой смеси. Форма поверхности капли может быть произвольной. Капли несферической формы могут образовываться на поверхности,

смачиваемых твердых частиц. При испарении или росте капли в ее окрестности возникают неоднородные распределения температуры и концентрации газообразных компонент, молекулы которых могут испытывать фазовый переход на поверхности капли. В этом случае термодиффузиофоретическая сила и стефановское движение газообразной среды (термодиффузиофоретический механизм) могут оказать существенное влияние на процесс захвата (вымывания) каплями аэрозольных частиц, с числами Кнудсена, сравнимыми с единицей. Обусловленная этими двумя факторами, скорость установившегося движения частиц в окрестности рассматриваемой капли, как правило, значительно превосходит по величине скорость изменения размеров капли. В связи с этим величину термодиффузиофоретического потока Q_p частиц монодисперсного аэрозоля, захватываемых отдельной каплей при обтекании ее ламинарным потоком газа, можно находить по формуле (1.17), которая имеет следующий вид:

$$Q_p = V_{TD} N_{\infty}. \quad (2.1)$$

Значения входящего в (2.1) коэффициента V_{TD} находятся по формуле (1.18), в которой в данном случае Q_T – поток тепла, протекающего через поверхность капли, Q_b – потоки молекул, испытывающих фазовый переход на поверхности капли. Положительные значения Q_p , Q_T и Q_i соответствуют

осаждению частиц на поверхности капли, поглощению каплей тепла и молекул. С помощью формулы (2.1) можно проводить оценку значений Q_p аэрозольных частиц, размеры которых много меньше размеров капли. Эта формула позволяет оценивать захват частиц при продольных числах Пекле (Pe) и Рейнольдса (Re) каплей как меньших, так и больших единицы, когда в кормовой части каплей не возникает возвратных течений. При этом перепады температуры и концентраций газообразных компонент в окрестности капли могут быть значительными. При продольных числах Pe каплей, много меньших единицы, оценку значений потоков тепла и молекул, протекающих через поверхность каплей сферической и несферической формы, как при малых, так и значительных перепадах температуры и концентраций компонент, можно проводить по формулам, приведенных в статьях [89, 7].

При продольных числах Пекле каплей, много больших единицы, величину Q_T и Q_I в случае диффузионного режима испарения и конденсации каплей можно определять с помощью формул, приведенных в работах [79]. Следует отметить, что с помощью формулы (2.1) можно непосредственно оценивать величину термодиффузофоретического потока Q_p частиц, вымываемых каплей, зная лишь значения потоков тепла Q_T и молекул Q_I протекающих через поверхность капли. При этом не нужно находить траектории

движения частиц, координаты которых находятся в ходе интегрирования уравнений движения. В случае продольных числе Пекле каплей больших, единицы интегрирование, уравнений движения представляет сложную в вычислительном отношении задачу, так как до настоящего времени не получены аналитические формулы, позволяющие при $Re > 1$ и $Re > 1$ находить значения температуры, концентраций компонент и массовой скорости газовой смеси в точках окрестности капли.

В то же время значения Q_T и Q_1 каплей при $Re > 1$ можно находить по опубликованным в литературе формулам, полученным в результате обработки экспериментальных результатов.

В общем случае, при известной величине потока частиц Q_p , оседающих на поверхности капли, величина коэффициента захвата частиц каплей находится по формуле

$$E = Q_p / U_\infty N_\infty S^{(d)}, \quad (2.2)$$

где U_∞ – величина скорости $\vec{U}_\infty$ – газового потока относительно капли; $S^{(d)}$ – максимальная площадь поперечного сечения капли плоскостью, перпендикулярной скорости $\vec{U}_\infty$.

Подставив в (2.2) выражение для термодиффузиофоретического потока частиц (2.1), приходим к следующей формуле для коэффициента термодиффузиофоретического захвата частиц E_{TD}

$$E_{TD} = V_{TD} / U_{\infty} S^{(d)}. \quad (2.3)$$

Особенности термодиффузиофоретического осаждения частиц рассмотрим более подробно на примере захвата частиц монодисперсного аэрозоля каплями чистых веществ, взвешенных в двухкомпонентных газовых; смесях. Молекулы первого компонента газовой смеси могут испытывать фазовый переход на поверхности капли, молекулы второго несущего компонента поверхностью капли не поглощаются. В этом случае общее выражение для коэффициента V_{TD} (1.18) переходит в

$$V_{TD} = \left\{ \left[\frac{m_1}{\rho_{\infty}} + f_{D\infty} \frac{c_{2\infty}}{n_{\infty}} \right] Q_1 + v_{\infty} \left[f_{T\infty} - f_{D\infty} \frac{D_{12\infty} K_{T,1\infty}}{v_{\infty}} \right] \right\} \cdot \left[Q_T - (m_1 h_{1\infty} + k T_{\infty} (K_{T,1} / c_1)_{\infty}) Q_1 \right] \frac{1}{\alpha_{\infty} T_{\infty}}, \quad (2.4)$$

где $K_{T,1}$ – термодиффузионное отношение молекул первого сорта; f_D – коэффициент, входящий в выражение для скорости диффузиофореза (1.23).

При свободных испарении и росте капли, в случае слабой асимметрии распределения температуры вдоль поверхности капли, на ее поверхности выполняется следующее условие сохранения тепла

$$L_s m_1 Q_1 + \left\{ Q_T - \left[m_1 h_{1s} + (k T K_{T,1} / c_1)_s \right] Q_1 \right\} = 0, \quad (2.5)$$

где L – тепло фазового перехода; индексом «S» обозначены значения величин у поверхности капли. При выполнении (2.5)

$$Q_T = - \left[L_S m_1 - m_1 h_{1S} - \left(kTK_{T,1} / c_1 \right)_S \right] \cdot Q_1. \quad (2.6)$$

Подставив (2.6) в (2.4), приходим к

$$V_{TD} = f_p Q_1 / n_\infty, \quad (2.7)$$

$$\text{где } f_p \left\{ \left[\frac{m_1 n_\infty}{\rho_\infty} + f_{D\infty} c_{2\infty} \right] - \frac{1}{\varepsilon} \frac{v_\infty}{D_{\infty 12}} \left(f_{T\infty} - f_{D\infty} K_{T,1\infty} \frac{D_{12\infty}}{v_\infty} \right) \right\}, \quad (2.8)$$

$$\varepsilon = \left[\frac{\alpha_\infty T_\infty}{n_\infty D_{12\infty}} \left\{ L_S m_1 + (h_{1\infty} - h_{1S}) m_1 + \left[\left(\frac{kTK_{T,1}}{c_1} \right)_\infty - \left(\frac{kTK_{T,1}}{c_1} \right)_S \right] \right\} \right]. \quad (2.9)$$

Появление второго члена с $f_{D\infty}$ в круглых скобках выражения (2.8) обусловлено влиянием термодиффузии. Влияние эффекта Дюфура на процесс осаждения определяется величиной разности $[(kTK_{T,1}/c_1)_\infty - (kTK_{T,1}/c_1)_S]$, входящей в коэффициент ε (2.9). Оценки значений f_p (2.8) показали, что в случае бинарных смесей с близкими массами молекул (таких, например, как паровоздушная) влиянием термодиффузии и эффекта Дюфура на процесс захвата можно пренебречь. Допускаемая при этом ошибка в вычислениях значений Q_p не превышает шести процентов.

К поверхности капли за время dt подходит количество частиц $d\psi_p$, равное

$$d\psi_p = N_\infty f_p Q_1 \frac{1}{n_\infty} dt. \quad (2.10)$$

Изменение за время dt – объема капли $V^{(d)}$ равно

$$dV^{(d)} = \frac{1}{\rho^{(d)}} m_1 Q_1 dt, \quad (2.11)$$

где $\rho^{(d)}$ – плотность вещества капли. В (2.10) и (2.11) конденсации молекул соответствуют положительные значения Q_1 . Учитывая (2.11) от (2.10) переходим к уравнению

$$d\psi_p = N_\infty f_p \frac{\rho^{(d)}}{m_1 n_\infty} dV^{(d)}. \quad (2.12)$$

При слабой зависимости коэффициента f_p от температуры поверхности капли, когда f_p можно считать постоянной величиной, интегрируя (2.12), получаем

$$\psi_p = -f_p \frac{\rho^{(d)}}{m_1 n_\infty} (V_b^{(d)} - V_f^{(d)}) N_\infty, \quad (2.13)$$

где $V_b^{(d)}$ и $V_f^{(d)}$ соответственно, начальный и конечный объемы капли. Коэффициент f_p слабо зависит от температуры T_S в широком интервале изменения чисел Пекле капли в газовых смесях с близкими массами молекул, таких, например, как паровоздушная. В случае газовых смесей с сильно отличающимися массами молекул пренебречь зависимостью f_p от T_S можно при малых относительных перепадах температуры в окрестности капли, когда отношение $|T_\infty - T_S|/T_\infty \ll 1$. Разделив обе части (2.13) на N_∞ , приходим к следующей формуле, с помощью которой можно оценивать объем очищаемой каплей газовой смеси в процессе изменения объема капли

$$V^{(d)} = \beta (V_b^{(d)} - V_f^{(d)}), \quad \beta = - (f_p \rho^{(d)} / m_1 n_\infty). \quad (2.14)$$

Формулы (2.13) и (2.14) можно использовать при оценке захвата частиц каплями с произвольной формой поверхности. Из (2.14) вытекает, что при $f_p = \text{const}$ объем, очищаемой каплей в результате действия термодиффузиофоретического механизма, газовой смеси в случае обтекания капли ламинарными потоками без возвратных течений зависит только от изменения объема капли и не зависит от скорости ее движения. Как при числах Рейнольдса меньших единицы, так и больших единицы в тех случаях, когда объем капли увеличивается, частицы притягиваются к ее поверхности, если коэффициент f_p , входящий в β (2.14), положителен и отталкиваются, если он отрицателен. При испарении же капли наблюдается обратное явление: при положительном f_p происходит отталкивание частиц каплей, а при отрицательном – притяжение. При свободном испарении капли термофоретическая сила вызывает притяжение частиц к поверхности капли, в то же время стефановское движение, а в газовых смесях с $m_1 < m_2$ и диффузиофоретическая сила, препятствуют переносу частиц к поверхности капли. В связи с этим аэрозольные частицы (в зависимости от их размеров) могут или достигать поверхности капли и оседать на ней, или отталкиваться от поверхности. Из выражения (2.14) следует, что объем очищаемой каплей газовой смеси зависит от величины коэффициента β . Термодиффузиофоретическое вымывание каплями воды в воздухе высокодисперсных фракций аэрозольных частиц происходит при испарении

капель. Очищаемый каплей воды объем воздуха, пропорциональный изменению объема капли, может в тысячу раз превысить изменение объема капли.

Если в рассматриваемом объеме газовой смеси среднее расстояние между центрами капель много больше радиусов капель, то очищаемый каплями объем газа можно оценить, умножив суммарное изменение объемов капель на коэффициент β (2.14). Так, например, в облаках и туманах среднее расстояние между центрами капель в десятки и сотни раз [81] превышает радиусы капель. В этих системах осаждение частиц с размерами меньше микрона происходит на поверхности испаряющихся капель. Водность облаков и туманов, как правило, не превышает 3 г/м. Этому количеству влаги соответствует суммарный объем капель воды, равный $3 \cdot 10^{-6}$ м. В этом случае при испарении всех капель на их поверхности осядут малые частицы, находящиеся в объеме, равном $5 \cdot 10^{-3}$ м. Это означает, что даже в случае малых частиц при одном цикле испарения капель очищается малый объем воздуха, составляющий 0,5% от рассматриваемого объема воздуха, в котором находятся капли.

Чтобы за счет действия термодиффузионной силы и стефановского движения газообразной среды очистить от малых частиц 1 м^3 воздуха при $T = 20^\circ\text{C}$ и $p = 101325\text{ Па}$, требуется испарить капли воды с объемом $6,6 \cdot 10^{-4}\text{ м}^3$, масса которого равна 0,66 кг. Пар, образующийся при испарении этой

массы воды при $T = 20^\circ\text{C}$ и $p = 101325\text{Па}$, занимает объем, равный $0,88\text{ м}^3$, т.е. сравнимый с объемом очищаемого воздуха.

После подстановки (2.7) в (2.3) выражение для E_{TD} (2.3) переходит в

$$E_{TD} = f_p Q_1 / n_\infty U_\infty S^{(d)}. \quad (2.15)$$

Входящее в (2.15) выражение для Q_1 , в случае умеренно крупных и крупных капель сферической формы с числами Рейнольдса (Re) много меньшими единицы, при малых относительных перепадах температуры в окрестности капель, равно

$$Q_1 = -4\pi R n_\infty D_{12\infty} [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}] / \left[1 + \frac{V_n^{(n)}}{R} - \frac{Lm_1 n_\infty D_{12\infty}}{\alpha_\infty T_\infty} \frac{V_n^{(T)}}{R} \right], \quad (2.16)$$

где R – радиус капли; $c_{1S}(T_S)$ – относительная концентрация насыщенных паров при температуре поверхности капли T_S . Значения T_S и $c_{1S}(T_S)$ находятся в ходе решения алгебраического уравнения:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{Lm_1 n_\infty D_{12\infty}}{\alpha_\infty T_\infty} \left(1 + \frac{V_T^{(T)}}{R} \right) - \frac{V_T^{(n)}}{R} \right] [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}] + \\ & + \left[\left(1 + \frac{V_n^{(n)}}{R} \right) - \frac{Lm_1 n_\infty D_{12\infty}}{\alpha_\infty T_\infty} \frac{V_n^{(T)}}{R} \right] \frac{(T_S - T_\infty)}{T_\infty} = 0, \end{aligned} \quad (2.17)$$

в котором $V_n^{(n)}, V_n^{(T)}, V_T^{(T)}, V_T^{(n)}$ – коэффициенты газокинетических скачков.

После подстановки (2.16) в (2.15) выражение для E_{TD} (2.15) принимает вид

$$E_{TD} = \frac{-4f_p [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}] D_{12\infty}}{RU_{\infty} \left[1 + \frac{V_n^{(n)}}{R} - \frac{Lm_1 n_{\infty} D_{12\infty}}{\alpha_{\infty} T_{\infty}} \frac{V_n^{(T)}}{R} \right]}. \quad (2.18)$$

При свободном падении капли с $Re \ll l$

$$U_{\infty} = \frac{2 R^2 \rho^{(d)} g [1 + (2\mu_{e\infty} / 3\mu_i)] [1 + (3\tilde{c}_m / R)]}{9 \mu_{e\infty} [1 + (\mu_{e\infty} / \mu_i)] [1 + (2\tilde{c}_m / R)]}, \quad (2.19)$$

где μ_e и μ_i – динамические вязкости газа и капли; g – ускорение свободного падения. Подставляя (2.19) в (2.18), приходим к

$$E_{TD} = -18f_p \frac{D_{12\infty} \mu_{e\infty}}{R^3 \rho^{(d)}} \cdot \frac{[c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}] [1 + (\mu_{e\infty} / \mu_i)] [1 + (2\tilde{c}_m / R)]}{[1 + (2\mu_{e\infty} / \mu_i)] [1 + (3\tilde{c}_m / R)] \left[1 + \frac{V_n^{(n)}}{R} - \frac{Lm_1 n_{\infty} D_{12\infty}}{\alpha_{\infty} T_{\infty}} \frac{V_n^{(T)}}{R} \right]}. \quad (2.20)$$

Из (2.20) вытекает, что при $Re \ll l$ с увеличением радиуса крупных капель происходит уменьшение E_{TD} , обратно пропорциональное R^3 . Оценки значений коэффициента E_c можно проводить по формуле

$$E_c = \left[(3/2)\alpha^2 + (R + \alpha)\alpha\sigma \right] / R_2 (1 + \sigma), \quad (2.21)$$

в которой $\sigma = \mu_{e\infty} / \mu_i$; μ_e и μ_i – коэффициенты динамической вязкости газовой смеси и вещества капли.

При числах $Re > l$ значения Q_1 в (2.15) при малых перепадах температуры можно находить по формуле

$$Q_1 = -4\pi R n_{\infty} D_{12\infty} [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}] [A_c + B_c Re^{1/2} Pr_c^{1/3}], \quad (2.22)$$

где $Re = U_{\infty} R / \nu_{\infty}$, $Pr_c = \nu_{\infty} / D_{12\infty}$. Разность $(c_{1S}(T_S) - c_{1\infty})$ определяется в ходе решения алгебраического уравнения

$$Lm_1 n_{\infty} D_{12\infty} (c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}) (A_c + B_c Re^{1/2} Pr_c^{1/3}) + \alpha_{\infty} (T_S - T_{\infty}) (A_T + B_T Re^{1/2} Pr_T^{1/3}) = 0. \quad (2.23)$$

Значения коэффициентов A_c , B_c , A_T и B_T в (2.22) и (2.23) приведены в [79]. Скорость свободного падения капли с $\mu_{\infty}/\mu_i \ll 1$ при $Re > 1$, может быть найдена по формуле

$$U_{\infty} = 2R^2 \rho^{(d)} g / 9\mu_{\infty} (1 + B_{\mu} Re^{2/3}). \quad (2.24)$$

В (2.23) и (2.24) $Pr_T = \nu_{\infty} / \chi_{\infty}$; χ_{∞} – температуропроводность газа; $B_{\mu} = 0,27$. После подстановки (2.22) и (2.24) в (2.15), приходим к

$$E_{TD} = -4f_p D_{12\infty} [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}] [A_c + B_c Re^{1/2} Pr_c^{1/3}] / \nu_{\infty} Re. \quad (2.25)$$

Значения входящего в (2.25) числа Рейнольдса определяются в ходе решения уравнения

$$Re(1 + B_{\mu} Re^{2/3}) = 2\rho^{(d)} R^3 g / 9\rho_{\infty} \nu_{\infty}^2. \quad (2.26)$$

Если при оценке вымывания аэрозольных частиц падающими каплями, наряду с термодиффузиофоретическим механизмом захвата, нужно учитывать и действие электрических сил, то в этом случае, при слабом влиянии аэрозольных частиц на электрическое поле, создаваемое каплей, выражение для потока частиц, вымываемых каплей, равна

$$Q_p = (V_{TD} - V_E) N_{\infty}. \quad (2.27)$$

Входящий в (2.27) коэффициент V_{TD} равен коэффициенту V_{TD} формулы (2.1). Значения V_E находятся по формуле

$$V_E = -\Delta_E f_{E\infty} e_p e_d, \quad (2.28)$$

где e_p и e_d – заряды частицы и капли; коэффициент $f_{E\infty}$ входит в выражение для скорости движения частицы (1.96), обусловленной действием электрической силы; в системе СГСЕ коэффициент $\Delta_E = 4\pi$, а в системе СИ $-\Delta_E = 1/\epsilon_0$.

Относительный вклад электрических сил в процесс вымывания частиц, по сравнению с вкладом термодиффузиофоретического механизма определяется величиной отношения

$$G = V_E / V_{TD}. \quad (2.29)$$

При вымывании, при малых перепадах температуры, сферическими каплями чистых веществ с продольными числами $Re \ll l$ аэрозольных частиц с формой поверхности близкой к сферической это отношение равно

$$G = \frac{\left(\frac{\Delta_E}{4\pi}\right) f_E^* e_p e_d \left[1 + \frac{V_n^{(n)}}{R} - \frac{L m_n n_\infty D_{12\infty}}{\alpha_\infty T_\infty} \frac{V_n^{(T)}}{R}\right]}{6\pi f_p a R \mu_{e\infty} D_{12\infty} [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}]}. \quad (2.30)$$

При линейной зависимости зарядов частиц и капель от их радиусов (как, например, в облаках)

$$e_p = \pm \gamma a, \quad e_d = \pm \gamma R. \quad (2.31)$$

Подставляя (2.31) в (2.30), получаем

$$G = \frac{\pm \left(\frac{\Delta_E}{4\pi} \right) f_E^* \gamma^2 \left[1 + \frac{V_n^{(n)}}{R} - \frac{L m_1 n_\infty D_{12\infty}}{\alpha_\infty T_\infty} \frac{V_n^{(T)}}{R} \right]}{6\pi f_p \mu_{e\infty} D_{12\infty} [c_{1S}(T_S) - c_{1\infty}]}. \quad (2.32)$$

В (2.32) знаки плюс и минус соответствуют случаям одноименно и противоположно заряженных частиц и капель. Чтобы проиллюстрировать характер взаимного влияния электрических сил и термодиффузиофоретического механизма на процесс вымывания частиц, на рис. 2.5. приведена кривая зависимости $|G|$ от $\ln (\lambda/\alpha)$ высокотеплопроводных аэрозольных частиц, взвешенных в воздухе с $T = 20^\circ\text{C}$, $p = 101325\text{Па}$ и отрицательным пересыщением $\delta = -0,02$ при $\gamma = 9,6 \cdot 10^{-5}$ эл.-ст.ед./см [105] и $R = 10\text{мкм}$.

Из рис 2.1 видно, что даже в условиях малых пересыщений, соответствующих облакам, влияние термодиффузиофоретического механизма захвата на процесс вымывания частиц может существенно превышать влияние электрических сил.

В большей части работ по вымыванию частиц эксперименты проводились с крупными каплями, которые турбулизовали при своем падении окружающую среду.

При ламинарных условиях обтекания капель воздушным потоком в неизотермических условиях при числах $Re > 1$ проводили измерения лишь авторы [40]. В [40] находили

экспериментальные значения коэффициента захвата ξ . Эксперименты в [40] проводились с каплями воды, падающими в трубе с высоты 35 м. Капли воды вымывали частицы $In(As)_3$, форма которых была близка к сферической.

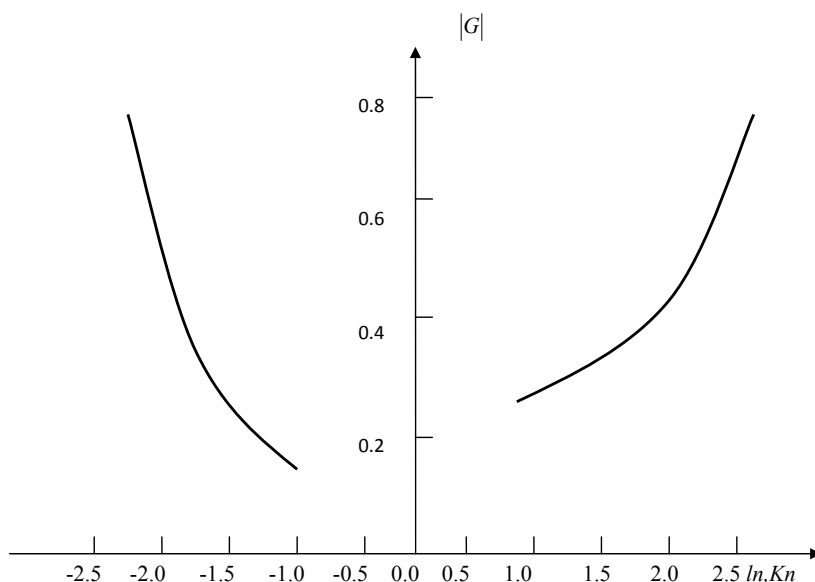


Рис. 2.1. Кривые зависимости коэффициента $|G|$ от логарифма числа Kn аэрозольных частиц при пересыщении $\delta = -2\%$

Радиус частицы был равен 0,25 мкм. Аэрозольные частицы $In(As)_3$ вводились в плексигласовую камеру, длина которой равнялась 215 см, а диаметр – 15 см. Аэрозольная камера находилась в нижней части трубы. Температура воздуха в камере поддерживалась $22 \pm 2^\circ C$, а отрицательная

относительная влажность была равна (23+2)%. Капли пролетали через аэрозольную камеру с максимальной возможной скоростью. Изменение радиуса капель при их падении в трубе было меньше 1%. В каждом эксперименте от 100 до 300 капель одинакового радиуса проходили через аэрозольную камеру и попадали в малую колбу. После выпаривания воды определялась общая масса частиц $In(As)_3$, вымываемых каплями. Значения коэффициента захвата E частиц каплей определялись в [40] по формуле

$$E = m / \pi \alpha_0^2 W_p \vartheta \tau = m / \pi \alpha_0^2 W_p L, \quad (2.33)$$

где α_0 – радиус капли; ϑ – скорость падения капли; τ – время падения капли в аэрозольной камере; L – высота камеры; m – масса $In(As)_3$ в капле; W_p – массовая концентрация аэрозольных частиц в воздухе.

Сравнение экспериментальных значений E , найденных в [40], с теоретическими значениями E , вычисленными по формуле (2.25), показало их удовлетворительное согласие. Это хорошо видно из сравнении хода теоретической кривой на рис. 2.6 с экспериментальными данными, обозначенными точками. Определение значений E_{TD} было проведено при $A = A_T = 1$.

Глава 3. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ КАПЛИ, ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА

В главе 2 было показано, что при свободном испарении каплей воды термодиффузиофоретический механизм может вызвать значительный захват более мелких частиц.

В зоне просветления аэродисперсных систем лазерным излучением температура поверхности каплей может заметно превышать температуру газообразной среды. При этом массовое (стефановское) течение газообразной среды и термофоретическая сила вызывают движение частиц, направленное от поверхности капли. В связи с этим представляет интерес вывод формул, позволяющих оценивать характерные расстояния, на которые могут быть перенесены частицы, находящиеся в окрестности капли, испаряющейся под действием внутренних источников тепла.

Рассмотрим наиболее простой случай движения аэрозольных частиц, когда они находятся в окрестности неподвижной испаряющейся крупной капли. Внутри капли действуют внутренние источники тепла произвольной природы. Массы молекул паров капли m_1 сравнимы по величине с массой молекул m_2 второго несущего компонента. Коэффициент теплопроводности вещества капли много больше

коэффициента теплопроводности газообразной среды. При этом процесс испарения капли можно считать сферически симметричным. Размеры частиц будем считать достаточно крупными, чтобы можно было пренебречь влиянием броуновской диффузии на процесс переноса частиц. При этом движение частиц происходит вдоль радиальных прямых. Радиальная проекция скорости равна:

$$\vartheta_p = \vartheta_M + \vartheta_T + \vartheta_D, \quad (3.1)$$

где ϑ_M – радиальная проекция массовой скорости газообразной среды; ϑ_T и ϑ_D – радиальные проекции термофоретической и диффузиофоретической скоростей; r – радиальная координата;

$$\vartheta_M = -\left(m_1 n^2 / n_2 \rho_e\right) D_{12} \frac{\partial c_1}{\partial r}, \quad (3.2)$$

$$\vartheta_T = -f_T \frac{\nu}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r}, \quad \vartheta_D = -f_D D_{12} \frac{\partial c_1}{\partial r}.$$

Выражения для потоков молекул паров капли Q_1 и тепловой энергии Q_T равны

$$Q_1 = -4\pi r^2 \frac{n^2}{n_2} \frac{dc_1}{dr}, \quad Q_T = -4\pi r^2 \alpha_e \frac{dT_e}{dr} + h_1 m_1 Q_1, \quad (3.3)$$

где h_1 – удельная энтальпия молекул паров капли. Подставив (3.3) в (3.2), получаем

$$\vartheta_p = \left\{ \left(\frac{m_1}{\rho_e} + f_D \frac{c_2}{n} \right) Q_1 + f_T \frac{\nu}{T_e \alpha_e} (Q_T - h_1 m_1 Q_1) \right\} \frac{1}{4\pi r^2}. \quad (3.4.)$$

Выражения для Q_1 и Q_T зависят от температуры поверхности капли T_{i0} и ее радиуса. Температура T_{i0} находится в ходе решения уравнения

$$Q_w = L_1 m_1 Q_1 + Q_T^{(M)}, \quad (3.5)$$

где L_1 – удельная теплота испарения; Q_w – суммарная мощность тепловых источников.

$$Q_T^{(M)} = Q_w - h_1 m_1 Q_1|_{r=R}. \quad (3.6)$$

В случае газовых сред с близкими массами молекул значения Q_1 и $Q_T^{(M)}$ можно оценивать по формулам [7] при $|T_e - T_{e\infty}| < T_{e\infty}$

$$Q_1 = -4\pi R \Phi(c_{20}), \quad (3.7)$$

$$Q_T^{(M)} = Q_1 / B,$$

$$\Phi(c_2) = n_\infty D_{12\infty} \left\{ \ln(c_2/c_{2\infty}) + \frac{\omega(T_{i0} - T_{e\infty})}{T_{e\infty}} \frac{1}{\left[1 - (c_2/c_{2\infty})^{A_0}\right]} \cdot \right. \\ \left. \cdot \left[\ln(c_2/c_{2\infty}) - (1/A_0 c_{2\infty}^{A_0})(c_2^{A_0} - c_{2\infty}^{A_0}) \right] \right\},$$

$$B = \left[1 - \left(\frac{c_{2\infty}}{c_{20}} \right)^{A_0} \right] / m_1 \alpha_{p1} (T_{e\infty} - T_{i0}),$$

где $c_{20} = 1 - c_{1S}(T_{i0}) = n_{jS}(T_{i0})$; $c_{1S} = n_{1S} = n_{1S}(T_{i0})/n_0$, $n_{1S}(T_{i0})$ – концентрация насыщенных паров при T_{i0} ; $n_\infty = p_\infty/kT$, p_∞ – давление на бесконечности, k – постоянная Больцмана; $A_0 = m_1 n_\infty \alpha_{p1} D_{12\infty} / \omega_{e\infty}$ – число Льюиса, α_{p1} – удельная теплоемкость при постоянном давлении: $\omega \equiv 0,7$. При

известном значении T_{i0} распределения T и c_1 находятся с помощью формул

$$\Phi(c_2) = \frac{R}{r} \Phi(c_{20}), \quad (3.8)$$

$$T = T_\infty + (T_{i0} - T_\infty) \left[1 - (c_2 / c_{2\infty})^{40} \right] / \left[1 - (c_{20} / c_{2\infty})^{40} \right].$$

Траектория движения частицы описывается уравнением

$$dt = dr / \vartheta_p. \quad (3.9)$$

В то же время зависимость радиуса капли от времени описывается дифференциальным уравнением испарения массы капли (3.10):

$$4\pi\rho_i R^2 dR = -m_1 Q_1 dt, \quad (3.10)$$

где ρ_i – плотность вещества капли.

После подстановки (3.9) в (3.10), с учетом выражения для ϑ_p (3.4), приходим к дифференциальному уравнению, описывающему зависимость радиальной координаты частицы от радиуса капли

$$r^2 dr = -\psi_d (1 + \psi_T)(\rho_i / n m_1) R^2 dR, \quad (3.11)$$

$$\text{где} \quad h_{i0} = h_1|_{T=T_{i0}}; \psi_d = \left(\frac{nm_1}{\rho_e} + f_D c_2 \right),$$

$$\psi_T = f_T (\nu n / T_e \text{ж}_e \psi_d) \left[(h_{i0} - h_1) m_1 + (Q_T^{(M)} / Q_1) \right].$$

Интегрирование (3.11) нужно проводить совместно с уравнением (3.5), учитывая распределения T и c_2 (например, (3.8)).

В общем случае произвольных перепадов T и c_2 уравнение (3.11) может быть проинтегрировано только численно. Если движение частиц протекает при таких условиях, когда в окрестности капли одновременно

$$\psi_T \ll 1, (\psi_{d\min} - \psi_{d\min}) / \psi_{d\min} \ll 1, \frac{2(T_{i0} - T_e)}{(T_{i0} + T_{e\infty})} \ll 1, \quad (3.12)$$

то в этом случае уравнение (3.11) может быть проинтегрировано в квадратурах. В случае капель воды эти условия выполняются, когда $T_{i0} > 80^\circ\text{C}$. При этом величина левых частей неравенств (3.12) не превышает 30%.

Проинтегрировав, с учетом (3.12), уравнение (3.11), получаем следующую зависимость радиальной координаты r от радиуса капли R :

$$r^3 - r_0^3 = \psi_{d\min} (\rho_i / \bar{n} m_l) (R_0^3 - R^3), \quad (3.13)$$

где r_0 – начальная координата частицы; R_0 – начальный радиус капли; $\bar{n} = n_\infty (2T_{e\infty} / (T_{i0} + T_{e\infty}))$. В случае капель воды выражение (3.13) позволяет найти значения r с точностью до 20%. У капель воды $\psi_{d\min} = 0,8$.

Из (3.13) видно, что при испарении капель под действием внутренних источников тепла, аэрозольные частицы удаляются от поверхности испаряемой капли. Следует отметить, что эти расстояния могут значительно превысить начальный радиус капли. Так, например, оценки, проведенные по формуле (3.13) в случае капель воды показали, что время полного испарения

капли воды в воздухе, частицы будут перенесены на расстояние, в 10 раз превышающее начальный радиус капли. Оценки проведены при $T_{\infty} = 293$ К и $c_{1\infty} = 0,0233$.

Следует отметить, что перенос частиц на расстояние, значительно превышающее исходный радиус капель воды позволяет объяснить образование ореолов, появляющихся в окрестности капель воды при их испарении в после лазерного излучения [82].

Глава 4. ДВИЖЕНИЕ ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ ГЕТЕРОГЕННО ГОРЯЩЕЙ ЧАСТИЦЫ

В главах 1 – 3 было показано, что при охлаждении газовых потоков конечными поверхностями и протекании на тепло- и массообменных поверхностях фазовых и гетерогенных химических превращений термофоретический и термодиффузиофоретический механизмы могут оказать заметное влияние на процесс осаждения частиц. Неоднородное распределение температуры и концентраций газообразных компонентов возникают и при горении частиц в газообразных средах.

Скорость термодиффузиофореза $\vec{\vartheta}_{DT}$ зависит от градиентов температуры и концентрации. При горении частиц эти величины могут достигать большой величины. Поэтому представляет интерес оценка влияния термодиффузиофоре-

тической силы на процесс переноса аэрозольных частиц в окрестности горящей частицы. В опубликованных до настоящего времени работах при анализе движения частиц в окрестности горящей более крупной частицы учитывался только стефановский перенос частиц, обусловленный движением газообразной среды [83].

Для того, чтобы оценить величину термодиффузионной скорости аэрозольных частиц, нужно знать распределение в окрестности горящей частицы температуры и относительных концентраций газообразных компонентов. В связи с этим проведем сначала теоретическое описание гетерогенного горения твердой частицы, температура поверхности которой может значительно превышать температуру газообразной среды [6].

Будем считать, что гетерогенное горение частиц с радиусом R происходит в 3-х компонентной газовой смеси, причем молекулы несущего 3-го компонента на поверхности частиц фазовых и химических превращений не испытывают. Массы молекул газообразных компонентов сравнимы по величине. При этом рассматривается следующая схема реакции окисления молекул вещества частицы A_4 молекулами окисления A_1 : $v_4 A_4 + v_1 A_1 = v_2 A_2$. Символы A_h и A_4 служат для обозначения атомов и молекул, вступающих в реакцию вещества окислителя A_1 и частицы A_4 , A_2 – для обозначения молекул окисла, образующегося в процессе реакции; v_1, v_2, v_4 – стехиометрические коэффициенты реакции. Так, в случае

анализируемой в[84] реакции $2C+O_2=2CO$ символ A_4 – углерод C, A_1 – кислород O_2 , A_2 – CO, $v_1 = 1$, $v_2 = 2$, $v_4 = 2$.

В силу малости времени тепловой и диффузионной релаксации процесс тепло- и массообмена с окружающей средой протекает квазистационарно. Внутри частицы действуют тепловые источники произвольной природы. Коэффициент теплопроводности вещества частицы много больше коэффициента теплопроводности газообразной среды. При этом распределение температуры вдоль поверхности частицы близко к однородному. В связи с этим решение задачи о гетерогенном горении частицы можно проводить, исходя из сферически симметричной модели горения частицы. Горение частицы происходит при малой суммарной концентрации молекул, принимающих участие в химической реакции. В случае малых значений c_1 и c_2 можно пренебречь влиянием конвективного (стефановского) движения среды на перенос тепла и вещества и значения плотностей потоков окислителя $\vec{J}_1$, окисла $\vec{J}_2$, и тепла $\vec{J}_T$ находить по следующим формулам [7]:

$$\vec{J}_1 = -nD_{13}\nabla c_1, \vec{J}_2 = -nD_{23}\nabla c_2, \vec{J}_T = -\alpha\nabla T, \quad (4.1)$$

где $c_1 = n_1/n$; $c_2 = n_2/n$; $n = n_1 + n_2 + n_3$; n_1 , n_2 , n_3 – концентрации молекул окислителя, окисла и инертного газа соответственно; D_{13} , D_{23} – бинарные коэффициенты диффузии [7]; α – коэффициент теплопроводности. При этом система уравнений, описывающая распределения c_1 , c_2 и T в окрестности горящей частицы, принимает следующий вид:

$$\frac{d}{dr} r^2 \alpha \frac{dT}{dr} = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dr} r^2 n D_{13} \frac{dc_1}{dr} = 0, \quad \frac{d}{dr} r^2 n D_{23} \frac{dc_2}{dr} = 0, \quad (4.3)$$

где r – радиальная координата.

Решение системы проведено при граничных условиях:

$$T|_{r=R} = T_S, \quad T|_{r \rightarrow \infty} = T_\infty, \quad c_1|_{r \rightarrow \infty} = c_{1\infty}, \quad c_2|_{r \rightarrow \infty} = c_{2\infty}, \quad (4.4)$$

$$n D_{13} \frac{dc_1}{dr} = n h c|_{r=R}, \quad v_2 n D_{13} \frac{dc_1}{dr} = -v_1 n D_{23} \frac{dc_2}{dr},$$

где R – радиус частицы; h – константа скорости реакции, зависящая от температуры поверхности частицы; T_S – температура поверхности частицы.

В результате получены выражения для распределений c_1 , c_2 и T в окрестности горячей частицы и потоков молекул окислителя Q_1 , Q_2 и тепла Q_T , обусловленного молекулярной теплопроводностью:

$$\int_1^\theta \alpha d\theta = \frac{R}{r} \int_1^{\theta_S} \alpha d\theta, \quad (4.5)$$

$$c_1 = c_{1\infty} \left\{ 1 - \left[\psi_1(T_S) \int_1^\theta \left(\frac{\alpha}{n D_{13}} \right) d\theta \Big/ \Delta_1 \int_1^{\theta_S} \alpha d\theta \right] \right\}, \quad (4.6)$$

$$c_2 = \left[c_{2\infty} + v_2 \psi_1(T_S) c_{1\infty} \int_1^\theta \left(\frac{\alpha}{n D_2} \right) d\theta \Big/ v_1 \Delta_1 \int_1^{\theta_S} \alpha d\theta \right], \quad (4.7)$$

$$Q_1 = -\frac{v_1}{v_2} Q_2 = -\left[4\pi R \psi_1(T_s) c_{1\infty} / \Delta_1\right], \quad (4.8)$$

$$Q_T = 4\pi R T_\infty \int_1^{\theta_s} \alpha d\theta, \quad (4.9)$$

$$\Delta_1 = \left[1 + \frac{1}{n^{(s)} h R} \psi_1(T_s)\right],$$

$$\psi_1(T_s) = \int_1^{\theta_s} \alpha d\theta / \int_1^{\theta_s} \left(\frac{\alpha}{n D_{13}}\right) d\theta, \quad n^{(s)} = \frac{P_\infty}{k T_s}, \quad (4.10)$$

где $\theta = T/T_\infty$, $\theta_s = T_s/T_\infty$. При степенной зависимости коэффициентов молекулярного переноса от θ

$$\alpha = \alpha_\infty \theta^\beta, \quad D_{j3} = D_{j3\infty} \theta^{1+\gamma_j} \quad (4.11)$$

выражения (4.5) – (4.11) соответственно переходят в

$$\theta = \left[1 + \frac{1}{y} (\theta_s^{1+\beta} - 1)\right]^{\frac{1}{1+\beta}}, \quad c_1 = c_{1\infty} \left\{1 - \frac{1}{\Delta_1} \frac{(\theta^{1+\beta-\gamma_1} - 1)}{(\theta_s^{1+\beta-\gamma_1} - 1)}\right\}, \quad (4.12)$$

$$c_2 = \left\{c_{2\infty} + c_{1\infty} \frac{v_2}{v_1 \Delta_1} \frac{(1+\beta+\gamma_1)}{(1+\beta+\gamma_2)} \frac{(\theta^{1+\beta-\gamma_2} - 1)}{(\theta_s^{1+\beta-\gamma_1} - 1)}\right\},$$

$$Q_1 = -(v_1/v_2) Q_2 = -4\pi R \psi_1(T_s) c_{1\infty} / \Delta_1,$$

$$Q_T = 4\pi R \alpha_\infty \frac{1}{1+\beta} (\theta_s^{1+\beta} - 1),$$

где $y = r/R$;

$$\psi_1(T_s) = n_\infty D_{13\infty} \frac{(1+\beta-\gamma_1)}{(1+\beta)} \frac{(\theta_s^{1+\beta} - 1)}{(\theta_s^{1+\beta-\gamma_1} - 1)},$$

$$\Delta_1 = \left[1 + \frac{\theta_s}{n_\infty h R} \Psi_1(T_s) \right].$$

В выражения (4.5) – (4.10) входит температура поверхности частицы T_s , которую можно определить в ходе решения системы уравнений (4.13)

$$\frac{4}{3} R^3 \rho_i c_{pi} \frac{dT_s}{dt} = Q_p - Q_T - q_4 m_4 \frac{v_4}{v_1} Q_1 - 4\pi R^2 \sigma \epsilon (T_s^4 - T_\infty^4), \quad (4.13)$$

$$\frac{dM_p}{dt} = m_4 \frac{v_4}{v_1} Q_1,$$

где ρ_i – плотность вещества частицы; c_{pi} – удельная теплоемкость вещества частицы; m_4 – масса молекул частицы; L_4 – тепловой эффект реакции; Q_p – суммарная мощность внутренних тепловых источников; t – время; σ – постоянная Стефана-Больцмана; ϵ – интегральная степень черноты.

В случае нагрева частицы в поле электромагнитного излучения $Q = \pi R^2 K_n I$ [8], где I – интенсивность излучения; K_n – фактор поглощения [83]. Если частица поглощает излучение как абсолютно черное тело, то при этом $K_n = 1$. Первое из уравнений (4.13) – уравнение теплового баланса, а второе – уравнение сохранения массы частицы. Проводя оценку скорости и времени сгорания частицы при установившемся режиме горения, в первом из уравнений (4.13) можно пренебречь членом, пропорциональным производной dT_s/dt .

При больших перепадах температуры гетерогенное горение экспериментально изучалось в [82,83]. В [82,83]

рассматривалось гетерогенное горение углеродных частиц, находящихся в поле лазерного излучения. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными [82,83] показало их удовлетворительное согласие.

В [82] определялось время сгорания частиц экибастузского каменного угля с $R_0 = 100$ мкм, которые находились на алюминиевой подложке. Частицы облучались излучением CO_2 – лазера с интенсивностью $I = 3 \cdot 10^5$ Вт/м². Теоретическое и экспериментальное время сгорания частиц t_s оказалось соответственно равным: $t_s = 0,41$ с и $t_s = 0,45$ с. Расчеты были проведены при $\rho_i = 1,4 \cdot 10^3$ кг/м³, $q_4 = 9,4 \cdot 10^6$ Дж/кг.

В [83] экспериментально изучалось гетерогенное горение углеродных частиц, находящихся в поле электромагнитного излучения. Авторы [83], чтобы максимально приблизиться к условиям сгорания «свободно взвешенных» частиц, частицы устанавливали на торцевую часть кварцевой иглы. Диаметр иглы выбирался в 8 – 10 раз меньше, чем диаметр частицы. Кварцевая игла закреплялась в держателе микроскопа. Настройка оптической схемы установки осуществлялась таким образом, что частицы занимали центральную часть поля зрения микроскопа, а излучение лазера, отраженное от плоского или сферического зеркала воздействовало на частицу сверху. Процесс горения фиксировался скоростной кинокамерой или фотоаппаратом [83]. Горение

углеродосодержащих частиц происходило в поле непрерывного излучения серийного CO₂ – лазера ЛГ-25А с длиной волны излучения 10,6 мкм. Форма частиц была близкой к сферической.

На рис.4.1 приведены результаты (черные точки), проведенного автором [83], эксперимента с частицей сажи марки ПМ-100. Горение частицы с начальным радиусом $R_H = 115$ мкм происходило при плотности потока энергии $I = 4,1 \cdot 10$ Вт/см². Сплошная линия на рис.4.1 была найдена в ходе теоретических оценок. При этом предполагалось, что плотность частиц $\rho_p = 1,5$ г/см³. Близкий к линейному ход кривой на рис.4.1 показывает, что в рассмотренном интервале изменений радиуса, горение частицы протекает в диффузионном режиме.

При проведении оценок значения α и D были взяты из [87]. Величина h оценивалась по формуле, взятой из [84]

$$h = K^* \exp[E/B(1/T^* - 1/T)],$$

где $K^* = 0,315$ м/с; $T^* = 1240$ К; $E = 126000$ Дж/моль; $B = 8,31434$ Дж/моль; K – универсальная газовая постоянная.

В тех случаях, когда учитывается воздействие на частицы только термодиффузионно-термического механизма, скорость движения частиц $\vec{v}$ (рис. 4.2) складывается из массовой скорости газообразной среды и скорости термодиффузионного движения. При сферически симметричном горении химически активной частицы, выражение для радиальной

составляющей скорости аэрозольной частицы имеет следующий вид [75, 85]

$$\vartheta_r = U_r + \vartheta_{TDr}, \quad \vartheta_{TD} = \vartheta_{Tr} + \vartheta_{Dr}, \quad (4.13)$$

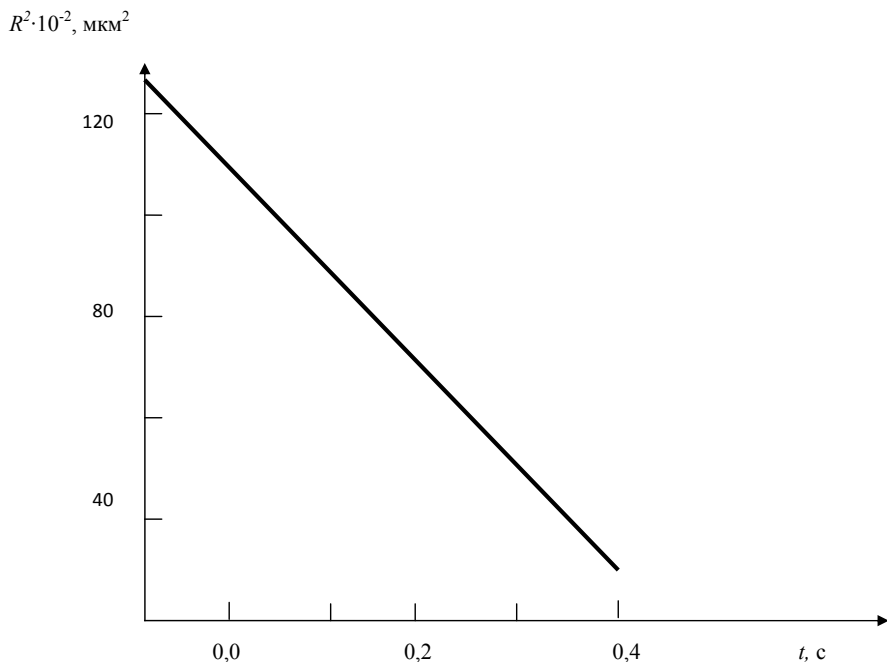


Рис. 4.1. Зависимость квадрата радиуса R^2 горячей частицы сажи от времени t , с. Экспериментальные данные (черные точки), теоретические результаты (сплошная линия)

$$\vartheta_{Tr} = -f_T \vartheta \frac{1}{T_e} \frac{dT}{dr}, \quad \vartheta_{Dr} = -\sum_{i=1}^{N-1} f_{Di} \frac{dc_i}{dr}, \quad (4.14)$$

$$U_r = \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^{N-1} m_j Q_j \frac{1}{4\pi r^2}, \quad (4.15)$$

где ν – коэффициент кинематической вязкости; коэффициенты f_T и f_{Di} зависят от размеров аэрозольных частиц и могут быть взяты из работ по термодиффузиофорезу, например, [75, 85]; T – температура газовой смеси; m_j и c_j – масса и относительная концентрация молекул j -го компонента; Q_j – поток молекул j -го компонента; ρ – плотность газа; N – число газообразных компонентов.

Формулы (4.13) – (4.15) можно использовать для оценки скорости движения аэрозольных частиц при условии, что размеры частиц много меньше размеров горячей частицы. При $\rho_N \gg \sum_{j=1}^{N-1} \rho_j$, $c_N \gg \sum_{j=1}^{N-1} c_j$ значения коэффициентов f_D и f_{Di} малых частиц можно находить по формулам, приведенным во введении.

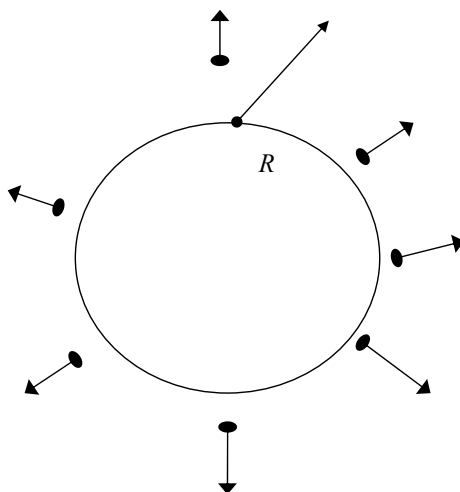


Рис. 4.2. Движение аэрозольных частиц в окрестности неподвижной гетерогенно сгорающей частицы

В рассмотренной в главе 4 трехкомпонентной смеси потоки тепла Q_T и молекул Q_j связаны со значениями производных dT/dr и dc_j/dr соотношениями

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{Q_T}{4\pi r^2 \alpha}, \frac{dc_1}{dr} = -\frac{Q_1}{dr} = -\frac{Q_1}{4\pi r^2 n D_{13}}, \frac{dc_2}{dr} = \frac{v_2}{v_1} \frac{Q_1}{4\pi r^2 n D_{23}}. \quad (4.16)$$

Учитывая (4.16), выражение для ϑ_r приводится к виду

$$\vartheta_r = -\left\{ \gamma_c + \gamma_D - f_T \frac{v n}{T \alpha} \frac{Q_T}{Q_1} \right\} \frac{Q_1}{4\pi r^2 n}, \quad (4.17)$$

где

$$\gamma_c = \frac{n}{\rho} \left(\frac{v_2}{v_1} m_2 - m_1 \right), \gamma_D = \left(f_{D2} \frac{1}{D_{23}} \frac{v_2}{v_1} - f_{D1} \frac{1}{D_{13}} \right). \quad (4.18)$$

В (4.17) коэффициенты γ_c и γ_D учитывают влияние на перенос частиц соответственно стефановского движения (γ_c) и диффузиофореза. Величину входящих в ϑ_r потоков Q_1 и Q_T (как при малых, так и больших перепадах температуры в окрестности гетерогенно сгорающей частицы) можно найти по формулам (4.8) и (4.9).

При слабом влиянии лучистого теплообмена на перенос тепловой энергии в окрестности частицы в случае свободного горения частиц (внутренние источники тепла отсутствуют) $Q_T = -L_1 m_1 Q_1$, где L_1 – тепловой эффект реакции – положительный в случае эндотермических реакций ($L_1 > 0$) и

отрицательный у экзотермических реакций ($L_1 < 0$). Учитывая эту связь между Q_T и Q_i , получаем

$$\vartheta_r = -\{\gamma_c + \gamma_D + \gamma_T\} \frac{1}{4\pi r^2 n} Q_i. \quad (4.19)$$

В (4.19) выражение для

$$\gamma_T = (f_T \nu n L_1 m_1 / \alpha T). \quad (4.20)$$

С помощью формулы (4.19) можно оценивать, например, движение аэрозольных частиц в окрестности углеродосодержащих частиц, горящих в содержащих молекулы кислорода газообразных средах с температурой, превышающей 1200K.

Проведенные с помощью (4.19) численные оценки показали, что при гетерогенном горении термофорез может оказать на скорость движения аэрозольных частиц влияние, сравнимое со стефановским. Это хорошо видно на рис. 4.3, на котором приведены кривые зависимости коэффициентов γ_c (кривая 1), γ_T (кривая 2), $\gamma_c + \gamma_D + \gamma_T$ (кривая 3) малых (число $Kn \gg 1$) частиц от температуры T при горении частиц углерода, протекающего в азотокислородной среде по схеме: $O_2 + 2C = 2CO$. Оценки проведены при давлении $p = 1$ атм., относительной концентрации кислорода c_1 и окиси углерода c_2 равна 0,1.

Зная распределение в окрестности горящей частицы T и c_j траекторию движения частиц можно в общем случае определить в процессе численного интегрирования дифференциального уравнения

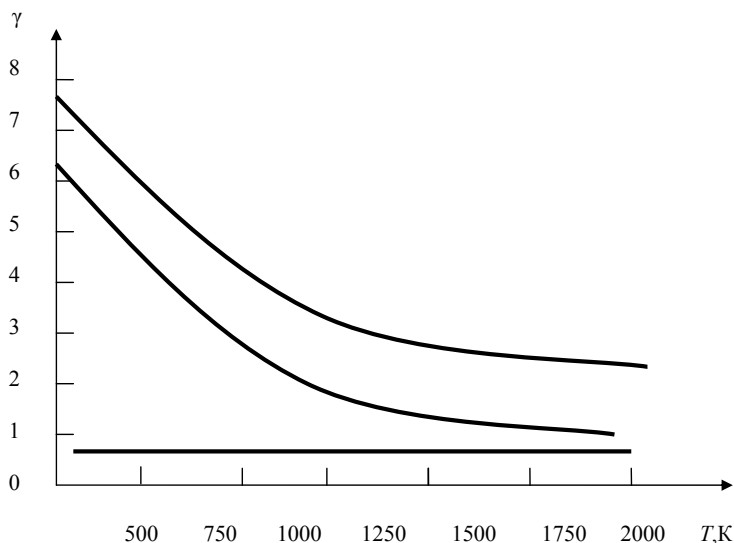


Рис. 4.3. Кривые зависимости коэффициентов γ_c (кривая 1), γ_T (кривая 2), $\gamma_c + \gamma_D + \gamma_T$ (кривая 3) малых частиц от температуры T , при горении частиц углерода в азотокислородной среде

$$\frac{1}{\vartheta_r} dr = dt, \quad (4.21)$$

где r – радиальная координата центра частицы; t – время. Наиболее просто интегрирование проводится в тех случаях, когда оценку скорости можно проводить по формуле (4.19). При этом (4.21) переходит в

$$\frac{4\pi r^2 n dr}{[\gamma_c + \gamma_T + \gamma_D]} = -Q_1 dt. \quad (4.22)$$

Изменение объема горящей частицы V со временем описывается уравнением

$$\rho_p dV_p = -m_p Q_p dt. \quad (4.23)$$

где $Q_p = -v_4 Q_1 / v_1$, ρ_p – плотность вещества частицы. Воспользовавшись (4.23), уравнение (4.22) можно переписать в виде

$$\frac{4\pi r^2 n dr}{[\gamma_c + \gamma_T + \gamma_D]} = -\frac{v_1 \rho_p}{v_4 m_p n} dV. \quad (4.24)$$

В тех случаях, когда в окрестности горящей частицы малы относительные перепады температуры $((T - T_\infty)/T \ll 1)$ и суммарная относительная концентрация, участвующих в химической реакции газообразных компонентов $\sum_{j=1}^{N-1} c_j \ll c_N$, коэффициент $[\gamma_c + \gamma_D + \gamma_T]/n$ можно считать постоянной величиной. Интегрируя при этом (4.24), получаем формулу (4.25), позволяющую оценивать текущую координату r траектории аэрозольной частицы при изменении радиуса горящей частицы

$$r^3 - r_0^3 = (\gamma_c + \gamma_D + \gamma_T) v_1 \rho_p (R_0^3 - R^3) / v_4 m_p n, \quad (4.25)$$

где нижними индексами «0» отмечены начальные значения координаты r аэрозольной частицы и радиуса горящей частицы R . При малых относительных перепадах T протекает, например, свободное горение углеродосодержащих частиц в воздухе при температурах, превышающих 1200К.

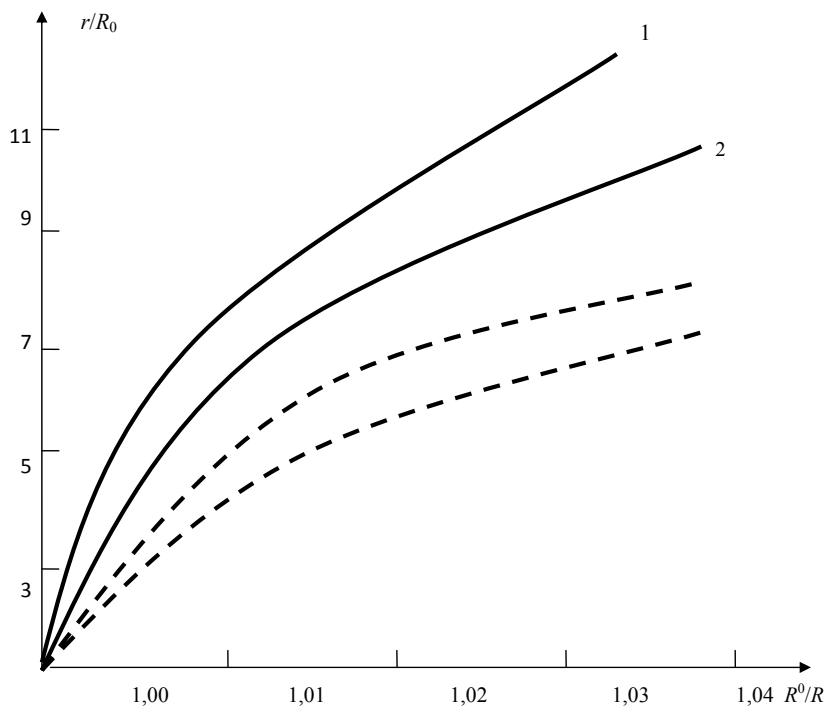


Рис. 4.4. Кривые зависимости относительной координаты r/R_0 малых частиц от отношения R_0/R горячей углеродосодержащей частицы с $R_0 = 50$ мкм при $T_\infty = 300$ К (кривая 1), $T_\infty = 700$ К (кривая 2), с учетом влияния термодиффузионфоретической силы и массовой скорости газообразной среды. Пунктирные линии учитывают лишь массовый перенос частиц

Проведенные с помощью уравнения (4.24) и формулы (4.25) оценки показали, что при гетерогенном горении частиц более мелкие химически неактивные частицы в результате действия термодиффузиофоретической силы могут быть унесены от поверхности горящей частицы на расстояние, значительно превышающее ее начальный радиус.

Это хорошо видно из хода приведенных на рис.4.4, кривых зависимости относительной координаты r/R_0 малых частиц (число Кнудсена которых $Kn \gg 1$) от отношения R_0/R углеродосодержащей частицы с $R_0 = 50$ мкм, $\rho_p = 1,5$ г/см³, горящей в азотокислородной среде с $c_{O_{2\infty}} = 0,21$, $c_{N_{2\infty}} = 0,79$, давлением $p = 1$ атм., $T_\infty = 300$ К, (кривые 1) $T_\infty = 700$ К (кривые 2). При построении сплошных кривых учтено влияние на скорость движения частиц термодиффузиофоретической силы и массовой стефановской скорости газообразной среды. В ходе построения пунктирных линий учтен только стефановский перенос частиц. Расчет в случае $T_\infty = 300$ К проведен при плотности потока электромагнитной энергии $I = 1000$ Вт/см², а при $T_\infty = 700$ К – при $I = 0$, т.е. при свободном горении частиц. В ходе оценок предполагалось, что на поверхности углеродосодержащих частиц протекает реакция первого порядка в соответствии с формулой [90]

$$W_1 = n_1^{(s)} \alpha_1^* \exp(-E_1/kT_s), \quad (4.26)$$

где $n_1^{(s)}$ – концентрация молекул кислорода у поверхности частицы; T_s – температура поверхности частицы; k – постоянная Больцмана. Расчеты проведены при $\alpha_1^* = 3,5 \cdot 10^4$ м/с и $E_1 = 2,059 \cdot 10^{-19}$ Дж [223]. Координаты траектории частицы определялись в ходе численного интегрирования (4.21). При этом распределения температуры T и относительных концентраций c_1 и c_2 находились с помощью формул (4.5) – (4.7).

Из рис. 4.3 и 4.4 видно, что термо- и диффузиофоретическая силы, действие которых в окрестности частицы обусловлено неоднородным распределением температуры и концентраций газообразных компонентов, могут оказать существенное влияние на перенос аэрозольных частиц. Это обстоятельство нужно учитывать, например, при оценке движения частиц сажи в окрестности горящих углеродосодержащих частиц или описании процесса образования частиц в ходе гомогенной или гетерогенной конденсаций атомов и молекул, образовавшихся в результате химической реакции.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. В монографии проведено теоретическое описание процессов термодиффузиофоретического переноса и захвата частиц при внешнем обтекании многокомпонентными ламинарными газовыми потоками тепло- и массообменных поверхностей.

2. При этом исходя из теоремы Гаусса-Остроградского, выведены формулы, позволяющие оценивать поток частиц, оседающих вследствие действия термодиффузиофоретического механизма на поверхности конечных тел и бесконечных цилиндров с произвольной формой поверхности при их обтекании неоднородными многокомпонентными ламинарными потоками. При выводе формул ограничения на перепады температуры и концентраций компонентов в газообразном потоке не накладывались. Их можно использовать, проводя оценку термодиффузиофоретического осаждения частиц при продольных числах Рейнольдса и Пекле газового потока как меньших, так и больших единицы, когда в кормовой части обтекаемых тел и цилиндров не возникает возвратных течений, а осаждение частиц происходит вдоль всей поверхности тепло- и массообмена.

3. Выражение для термодиффузиофоретического потока частиц непосредственно не зависит ни от формы коллектора, ни от чисел Рейнольдса и Пекле. Значения термодиффузиофоретического потока частиц можно вычислить, зная только величину потока тепла и молекул газообразных компонентов, протекающих через поверхность коллектора. Проведенные оценки показали, что и при охлаждении конечных поверхностей тепло- и массообмена, при протекании на них фазовых превращений и химических реакций термодиффузиофоретический механизм переноса

может оказать значительно большее влияние на процесс осаждения частиц из ламинарных потоков, чем эффект зацепления и броуновская диффузия.

4. Выражение для термодиффузиофоретического потока частиц, оседающих на поверхности коллектора, было использовано при выводе формул, позволяющих оценивать коэффициент термодиффузиофоретического осаждения частиц в высокопористых волокнистых перегородках и при теоретическом описании процесса термодиффузиофоретического вымывания частиц движущимися, испаряющимися или растущими каплями.

5. Проведенные оценки показали, что и в волокнистых перегородках степень термодиффузиофоретического захвата частиц может быть достаточно высокой. Так, например, при трехкратных перепадах температуры коэффициент термодиффузиофоретического захвата малых и умеренно крупных частиц в фильтре может превышать 25%.

6. Формула для термодиффузиофоретического потока частиц, вымываемых движущейся каплей, зависит только от потоков тепла и молекул, протекающих через поверхность капли. Поэтому с ее помощью можно непосредственно находить значения потока частиц при числах Рейнольдса и Пекле каплей, как меньших, так и больших единицы, не прибегая к интегрированию уравнений движения частиц.

7. Из выведенных формул следует, что величина объема газа, очищаемого каплей чистого вещества при термодиффузиофоретическом вымывании частиц, зависит только от изменения объема капли и не зависит от скорости ее движения.

8. Численные оценки показали, что термодиффузиофоретическое осаждение аэрозольных частиц с размерами меньше 1 мкм на поверхности капель воды происходит при испарении капель. Даже в условиях малых недосыщений, характерных для облаков и туманов, термодиффузиофоретический механизм может оказать значительно большее влияние на процесс вымывания частиц водяными каплями, чем эффект зацепления и электрические силы.

9. При термодиффузиофоретическом вымывании частиц водяной каплей объем очищаемого ею воздуха не может превышать 1500 ее исходных объемов. Поэтому при одном цикле испарения капель в рассматриваемом участке облака за счет действия термодиффузиофоретического механизма может очиститься объем воздуха, составляющий примерно 0,5% от объема рассматриваемой части облака.

10. Для полного термодиффузиофоретического вымывания каплями воды малых частиц из 1 м³ воздуха требуется испарить такое количество молекул воды, которое занимает объем, равный 0,9 м³, т.е. сравнимый с объемом очищаемого воздуха.

11. Рассмотрено движение частиц в окрестности крупной неподвижной капли, испаряющейся под действием внутренних источников тепла. Проведены оценки, которые показали, что при интенсивном испарении капель частицы могут удаляться от ее поверхности на значительные расстояния. В случае капель воды эти расстояния могут в 10 раз превысить начальный радиус капель. Перенос частиц на расстояние, значительно превышающее исходный радиус капель воды позволяет объяснить образование ореолов, появляющихся в окрестности капель воды при их испарении в поле лазерного излучения.

12. В квазистационарном приближении проведено решение нелинейной задачи о гетерогенном горении неподвижной твердой сферической частицы в трехкомпонентной газовой смеси при малых концентрациях молекул, принимающих участие в химической реакции. В ходе решения задачи учтена произвольная зависимость коэффициентов молекулярного переноса от температуры. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными показало их достаточно хорошее согласие.

13. С помощью формул, выведенных при решении задачи о гетерогенном горении, проведены оценки перемещения аэрозольных частиц в окрестности гетерогенно горящих углеродных частиц. Оценки показали, что при математическом моделировании процесса переноса аэрозольных частиц в

окрестности горящих частиц наряду со стефановским движением газообразной среды необходимо учитывать и действие термодиффузиофоретической силы.

14. Теоретические результаты достаточно хорошо согласуются с опубликованными экспериментальными данными термодиффузиофоретическому вымыванию аэрозольных частиц падающими каплями.

15. Наряду с научным, полученные в монографии результаты представляют и практический интерес. Они могут быть использованы, например, при математическом моделировании процесса переноса частиц к конечным поверхностям тепло- и массообмена, с учетом протекания на них фазовых и химических превращений; при проектировании устройств, например, скрубберов, предназначенных для мокрой очистки газов [91]; оценке вымывания частиц каплями чистых жидкостей и растворов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев Н.И., Игнатьев В.И. Осаждение частиц аэрозоля на цилиндре при наличии градиента температуры среды: Теплоэнергетика, 1963. №11. С. 38 – 39.

2. Ларичева М.А., Мостинский Н.Л. Исследование скорости осаждения частиц из потока конденсационного аэрозоля в неизотермических условиях: ТВТ, 1976, Т.14, 6. С. 1241-1247.

3. Спокойный Ф.Е., Горбис З.Р. Обзор. Особенности осаждения тонкодиспергированных частиц из охлаждаемого газового потока на поперечно обтекаемой поверхности теплообмена: ТВТ, 1981. Т.19, №1. С. 182-199.

4. Кабанов А.Н., Янковска Э., Щукин Е.Р., Бесков В.С. Термодиффузиофоретическое осаждение частиц при фильтрации аэрозоля через слой катализатора на волокнистой основе // Тезисы докл. XIV Всес. конф. «Актуальные вопросы физики аэрозольных систем» (сентябрь, 1986 г.) – Одесса: Одес. университет, 1986. Т.1. С. 145.

5. Янковска Э. Пылеулавливание в слое при одновременном протекании каталитической реакции: Дисс. ...канд. техн. наук. – М., 1978. – 145 с.

6. Я л а м о в Ю . И . , Щ у к и н Е . Р . , Ш у л и м а н о в а З . Л . , Э й д и н о в Л . Р .
К вопросу о поверхностном горении аэрозольных частиц,

нагреваемых внутренними источниками тепла: ФГВ, 1982. №4. С. 42 – 44.

7. Щукин Е.Р., Яламов Ю.И., Шулиманова З.Л. избранные вопросы физики аэрозолей: Уч. пос. для студентов и аспирантов. – М., 1992. – 297 с.

8. Шулиманова З.Л., Щукин Е.Р. Гетерогенное горение неподвижных твердых частиц. – Шадринск: Шадринский государственный педагогический институт, 1993. 25 с. Деп. В ВИНТИ, №1462-В93.

9. Яламов Ю.И., Щукин Е.Р., Шулиманова З.Л. К вопросу о воспламенении аэрозольных частиц в газовых смесях // Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской. 1983. Ч.1. С. 200 – 205.

10. Дерягин Б., Духин С.С. О влиянии термофореза на коагуляцию облачных капель //Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1957. №6. С. 779 – 784.

11. Slinn V.G.N., Hales J.M. Phoretic process in scavenging // In: Precipitation Scavenging: AEC Symp. (Richland (Wash.), June, 1970). Oak Ridge, AEC. 1970. P. 411 – 422.

12. Slinn V.G.N., Hales J.M. A re-evaluating of the role of thermophoresis as a mechanism of in-and below-cloud scavenging: J. Atmos. Sci, 1971. V.28. P. 1465-1471.

13. Яламов Ю.И., Щукин Е.Р., Васильева Л.Ю. К вопросу о термодиффузиофоретическом захвате

аэрозольных частиц на облачных каплях //Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, 1976. Т.12, №2. С. 211 – 213.

14. Yalamov Yu.I., vasileva L.Yu., Shchukin E.R. The study of various mechanism of in-cloud scavenging of large, moderately large and small aerosol particles: J. Coll.Int.Sci, 1977. V.62, №3. P. 503-508.

15. Дерягин Б.В., Яламов Ю.И., Щукин Е.Р., Барсегян О.А. О термодиффузиофоретическом захвате нелетучих аэрозольных частиц растущими или испаряющимися каплями: ДАН СССР, 1976. Т.229, №4. С. 924 – 927.

16. Щукин Е.Р., Яламов Ю.И., Дерягин Б.В. О захвате аэрозольных нелетучих частиц постоянного радиуса крупными и умеренно крупными испаряющимися (конденсирующимися) каплями: ЖТФ, 1977. Т.47, №2. С.466 – 468.

17. Яламов Ю.И., Щукин Е.Р., Трайтак С.Д. О роли термодиффузиофоретического и броуновского движения при захвате аэрозольных частиц каплями // Изв. АН СССР. Физ атм. и океана, 1979. Т.15, №1. С. 122 – 125.

18. Белов А.П. Осаждение аэрозольных частиц на испаряющуюся неподвижную каплю: ЖТФ, 1979. Т.49, №1. С. 212 – 214.

19. Щукин Е.Р., Трайтак С.Д. Теория захвата аэрозольных частиц неподвижными растущими или испаряющимися крупными или умеренно крупными каплями //

Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1979. – Вып.4, ч.2. – С.124 – 147.-Деп. в ВИНТИ, №3829-79.

20. Яламов Ю.И., Щукин Е.Р., Трайтак С.Д. О взаимной роли электрических и термодиффузиофоретических сил при вымывании аэрозольных частиц каплями //Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1979. Вып.4, Ч.2. – С.148 – 160-Деп. в ВИНТИ, №3829-79.

21. Щукин Е.Р., Лушников А.А., Мурашкевич Ф.И., Трайтак С.Д. Теория захвата высокодисперсных частиц растущими или испаряющимися каплями // Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1983. Вып.7, Ч.2. С.186 – 236. – Деп. в ВИНТИ, №5981-83.

22. Щукин Е.Р., Мягков А.В. об особенностях захвата аэрозолей двухслойными каплями //Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1983. Вып.7, Ч.2. С.163 – 174.-Деп. в ВИНТИ, №5981-83.

23. Марков М.Г., Щукин Е.Р. К теории термодиффузиофоретического осаждения мелких аэрозольных частиц на движущихся летучих каплях жидкости при малых числа Пекле //Физика дисперсных систем и физическая

кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1983. Вып.7, Ч.2. С.19 – 24. Деп. в ВИНТИ, №5981-83.

24. Белов А.П. Осаждение субмикронных аэрозолей на испаряющуюся в стоксовом потоке каплю: ЖТФ, 1983. Т.45, №6. С. 1019 – 1020.

25. Яламов Ю.И., Щукин Е.Р. О влиянии термо- и диффузиофоретических сил на захват аэрозольных частиц движущимися испаряющимися каплями //Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, 1985. Т.21, №10. С.1072 – 1077.

26. Марков М.Г., Щукин Е.Р., Яламов Ю.И. Об осаждении малых аэрозольных частиц на поверхности движущихся испаряющихся кристаллов: ЖПМиТФ, 1985. №1. С. 93 – 98.

27. Смирнов В.И., Щукин Е.Р., Грошенкова Е.В. Термодиффузиофоретическое осаждение мелких аэрозольных частиц на каплях растворов // Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К.Крупской, 1987. С.85 – 106.

28. Щукин Е.Р., Грошенкова Е.В., Смирнов В.И. О термодиффузиофоретическом осаждении высокодисперсных частиц на капли бинарных растворов //Тезисы докл. «Республиканской конференции по проблемам очищения атмосферы облаками и их изучение

трассерными методами». (Паланга, май, 1987 г.) – Вильнюс: Инстит. физ., 1987. – 40 с.

29. Groshenkova E.V., Smirnov V.I., Shchukin E.R., Yalamov Yu.I. On the effect of thermo- and diffusiophoretic capture of hygroscopic aerosol particles onto evaporation of solution droplets //Proceedings of the Twelfth International Conference on Atmospheric Aerosols and Nucleation. /Held at the University of Vienna, Austria, August, 22-27, 1988. P. 166 – 169.

30. Pilat M., Prem A. Calculated particle collection efficiencies of single droplets including inertial impaction, Brownian diffusion, diffusiophoresis and thermophoresis: *Atm. Environ.*, 1976. V.10. P. 13 – 19.

31. Grover S.N., Pruppacher H.R., Hamiles A.E. A numerical determination of the efficiency with spherical aerosol particles collide with spherical water drops due to inertial impaction, phoretic and electric forces: *J. Atm. Sci.*, 1977. V.34, № 8. P. 1655 – 1663.

32. Wang P.K., Grover S.N., Pruppacher H.R. On the effect of electric charges on the scavenging of aerosol particles by clouds and small rain drops: *J. Atm. Sci.*, 1978. V.35, № 9. P. 1735 – 1743.

33. Wang P.K., Grover S.N., Pruppacher H.R. The effect of an external electric field on the scavenging of aerosol particles: J.Coll.Int.Sci, 1980. V.75, № 1. P. 286 – 297.

34. Martin J.J., Wang P.K., Pruppacher H.R. A theoretical determination of the efficiency with which aerosol particles are collected by simple ice crystal plates: J.Atm.Sci, 1980. V.37, № 7. P. 1628 – 1638.

35. Wang P.K., Pruppacher H.R. On the efficiency with which aerosol particles of radius less than 1 μm are collected by columnar ice crystal: Pure and Appl.Geoph, 1980. V.118, № 5. P. 1090 – 1108.

36. Carstens J.C., Martinn J.J. In-cloud scavenging by thermophoresis, diffusiophoresis and Brownian diffusion: J.Arm.Sci, 1982. V.39, № 5. P. 1124 – 1129.

37. Щ у к и н Е . Р . , Б а р и н о в а М . Ф .
Теория осаждения аэрозольных частиц на каплях жидкости, движущихся в бинарных газовых смесях с неоднородным распределением температуры и концентраций //Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К.Крупской, 1979. Вып.4. С. 161 – 168. Деп. в ВИНТИ, № 3829-79.

38. Щукин Е.Р., Яламов Ю.И., Шулиманова З.Л.
Особенности термодиффузиофоретического вымывания

аэрозольных частиц движущимися каплями //Тез. докл. «Российская аэрозольная конференция». – М.: 1993. Т.5. 5.1.6.

39. 184253 (СССР). Способ очистки газов. /П.Н.Басманов, Н.В.Петрянов-Соколов //Заявл. 27.07.65, №1020466/23-26. Б.Н., 1966.-№15. НКИ 12 е, 2/50 МКИ В 01 УДК 66.074.83.

40. Wang P.K., Pruppacher H.R. An experimental determination of the efficiency with which aerosol particles are collected by water drops in subsaturated air: J.Atmos.Sci, 1977. V.34, № 10. P. 1664 – 1669.

41. Lay K.Ya., Dayan N., Kerker M. Scavenging of aerosol particles by a falling water drops: J.Atmos.Sci, 1978. V.35, № 4. P.674 – 682.

42. Стыро Б.Н., Тарасюк Н.В. Роль термофоретических явлений при осаждении аэрозолей на свободно падающую каплю. //В кн. Физика атмосферы. 2. Физические аспекты загрязнения атмосферы / Под ред. Б.Н. Стыро. – Вильнюс: Мокслас, 1976. С. 56 – 61.

43. Тарасюк Н.В. Исследование механизмов захвата продуктов распада радона дождевыми каплями: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. – Обнинск, 1982. – 172 с.

44. Leong K.H., Beard K.V., Harry T. Laboratory measurements of particle capture by evaporating cloud drops: J.Atmos.Sci, 1982. V.39, № 5. P. 1130 – 1140.

45. Wang H.C., Leong K.H., Stukel J.J., Hopke P.K. The effects of thermophoresis and diffusiophoresis on the collection of charged sub-mic particles by charged droplets: *Atm.Env*, 1983. V.17, № 12. P. 2533 – 2537.

46. Спурный К., Йех Ч., Седлачек Н., Шторх О. Аэрозоли. – М.: Атомиздат, 1964. – 360 с.

47. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю., Мягков Б.И., Решидов И.К. Очистка промышленных газов от пыли. – М.: Химия, 1983. – 297 с.

48. Фукс Н.А., Стечкина И.Б. К теории волокнистых аэрозольных фильтров: *ДАН СССР*, 1962. Т.147, № 5. С.1144 – 1146.

49. Pich J. Theory of aerosol filtration by fibrous and membrane filters //In: *Aerosol science*. /Ed. By C.N. Davis- London and New York: Acad. Press, 1966. P.222 – 285.

50. Натансон Г.Л. Диффузионное осаждение аэрозолей на обтекаемом цилиндре при малых коэффициентах захвата: *ДАН СССР*, 1957. Е.112, № 1. С. 100 – 1003.

51. Fridlender S.K. Mass and heat transfer to single spheres and cylinders at low Reynolds numbers: *AIChE J*, 1957. V.3, № 1. P.43 – 48.

52. Стечкина И.Б., Фукс Н.А. Исследование в области волокнистых аэрозольных фильтров. Расчет

диффузионного осаждения аэрозолей в волокнистых фильтрах //Колл. журн., 1967. Т.29, №2. С. 260 – 265.

53. Стечкина И.Б., Кирш А.А., Фукс Н.А. Исследование в области волокнистых аэрозольных фильтров. Расчет осаждения аэрозолей в модельных фильтрах в области максимума проскока частиц //Колл. журн., 1969. Т.31, № 1. С.121 – 126.

54. Кирш А.А., Стечкина И.Б., Фукс Н.А. Исследование в области волокнистых аэрозольных фильтров. Экспериментальное определение эффективности волокнистых фильтров в области максимального проскока частиц //Колл. журн., 1969. Т.31, №2. С. 227 –232.

55. Волощук В.М., Муйдинова Т.А. Об осаждении аэрозольных частиц при малых числах Стокса: Изв. АН СССР. ФАО, 1970. Т.6, № 1. С. 45 – 51.

56. Волощук В.М. Фундаментальные решения уравнения диффузионного пограничного слоя: Тр. ИЭМ, 1973. Вып. 3(37). С. 3 – 17.

57. Волощук В.М. влияние эффекта «зацепления» и постоянной внешней силы на инерционное осаждение аэрозольных частиц: Тр. ТЭМ, 1971. Вып. 23. С. 28 – 41.

58. Волощук В.М., Горматюк Ю.К. Численное моделирование эффекта «зацепления» и поля внешних сил на

конвективную диффузию при больших числах Пекле: Тр. ИЭМ, 1974. Вып. 46. С.108 – 123.

59. Кирш А.А., Стечкина И.Б., Фукс Н.А. Эффективность аэрозольных фильтров, состоящих из ультратонких полидисперсных волокон //Колл. журн., 1975. Т.37, № 1. С. 41 – 47.

60. Щукин Е.Р., Островский Ю.К. Об осаждении аэрозольных частиц на поверхности цилиндра из неоднородных по температуре и концентрации двухкомпонентных газовых потоков. //Физика аэродисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1978. С. 237-244. Деп. в ВИНТИ, № 3504-78.

61. Щукин Е.Р., Островский Ю.К., Яламов Ю.И. О влиянии термофоретических сил на захват аэрозольных частиц цилиндрической поверхностью: ТВТ, 1979. Т.17., № 4. С.813 – 819.

62. Щукин Е.Р. Об осаждении аэрозольных частиц на поверхности цилиндра из неоднородных по температуре и концентрации газовых потоков //Физика дисперсных систем и физическая кинетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1979. Вып. 4. Ч.2. С. 107 – 123. Деп. в ВИНТИ, № 3829-79.

63. Шулманова З.Л. Об особенностях термодиффузиофоретического осаждения аэрозольных частиц на поверхности цилиндра из многокомпонентных потоков

//Избранные вопросы механики и физической кинетики: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К. Крупской, 1985. С. 58-68. Деп. в ВИНТИ, № 3995-85.

64. Щ у к и н Е . Р . , К а б а н о в А . Н . , Я н к о в с к а Э . , Б е с к о в В . С . Перенос аэрозольных частиц к поверхности каталитически активного цилиндра: ТОХТ, 1987. Т.21, №5. С.624 – 628.

65. Щ у к и н Е . Р . , К а б а н о в А . Н . , Ш у л и м а н о в а З . Л . Термодиффузиофоретическое осаждение частиц на каталитически активных цилиндрических поверхностях //Тр. Всесоюзной конф. «Каталитические и химические реакторы». – Харьков, 1992. С. 53.

66. Волощук В.М., Седунов Ю.С. Процессы коагуляции в дисперсных системах. – М.: Гидрометеиздат., 1975. – 326 с.

67. Яламов Ю.И. Теория движения аэрозольных частиц в неоднородных газах /Дисс... докт. физ.-мат. наук. – М.: Химия, 1983. – 297 с.

68. Shchukin E.R., Schulimanova Z.L., Y u . I . Y a l a m o v . Thermodiffusiophoretic scavenging of particles by moving droplets //Dokl. «International aerosol symposium». Russian aerosol society. – Moscow. Russia, 1994. V.1. P.043.

69. Стыро Б.Н., Тарасюк Н.В. К вопросу о влиянии температурного режима испарения капли на захват

аэрозолей //Физика атмосферы: Сборник. – Вильнюс, 1977. №3. С.94 – 99.

70. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. – М.: Иностранная литература, 1960. – 510 с.

71. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Д. Молекулярная теория газов и жидкостей. – М.: Иностранная литература, 1961. – 929 с.

72. Вильямс В.А. Теория горения. – М.: Наука, 1968. – 616 с.

73. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. – М.: Наука, 1971. – 332 с.

74. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. – М.: Из-во АН СССР, 1955. – 352 с.

75. Баринова М.Ф., Бахтилов В.А., Марков М.Г., Щукин Е.Р. О влиянии несферичности на движение мелких аэрозольных частиц// Физика аэродисперсных систем и физическая кингетика: Сборник. – М.: МОПИ им. Н.К.Крупскрй, 1979. Вып.4.Ч.1.С.2-57. Деп. В ВИНИТИ, №3828-79.

76. Савков С.А. Граничные условия скольжения неоднородной бинарной смеси и их применение в динамике аэрозолей: Дисс. ...канд. физ.-мат. наук. – М., 1987. – 128 с.

77. Скачков И.М., Щукин Е.Р., Яламов Ю.И. К вопросу о теплообмене эллиптических цилиндров с обтекающим их газовым потоком: ПМТФ, 1982. №1. С. 31 – 39.

78. Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А. Гидродинамика, массотеплообмен в дисперсных системах. – Л.: Химия, 1977. – 279 с.

79. Ривкинд В.Я., Сиговцев Г.С. Испарение движущейся капли в диффузионном режиме: ИФЖ, 1980. Т.39, №4. С.739 – 744.

80. Мазин И.П., Шметер С.М. Облака, строение и физика образования. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 280 с.

81. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузинский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. – М.: Наука, 1980. – 184 с.

82. Букатый В.Н., Суторихин И.А. //Материалы 6-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. – Черноголовка, 1980.

83. Шайдук А.М. Распространение интенсивного оптического излучения в твердом горючем аэрозоле: Дисс. ...канд. физ.-мат. наук. – Томск, 1983. – 143 с.

84. Виллис Л.А. Тепловой режим горения. – М.: Госэнергоиздат, 1958. – 345 с.

85. Шулиманова З.Л., Щукин Е.Р. Термодиффузиофоретическое и теплофоретическое движение в

многокомпонентных газах твердых умеренно крупных частиц.
– Шадринск: Шадринский гос. пед. ин-т. 1997. – 54 с. Деп. в
ВИНИТИ, №2112-B97.

86. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю. Очистка газов
мокрыми фильтрами. – М.: Химия, 1972. – 240 с.

87. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим
свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 720 с.

88. Гремячкин В.М., Истратов А.С.,
Лейпунский А.Н. К теории горения капель металлов:
ПМТФ, 1976. №2. С.47 – 53.

89. Шулиманова З.Л., Щукин Е.Р. Об
особенностях испарения сфероидальных капель при
значительных перепадах температуры. – Шадринск: Шадринский
пед. ин-т, 1993. – 29с. Деп. В ВИНИТИ. №1813-B93.

90. Основы практической теории горения. / Под ред.
В.В. Померанцева. – Л.: Энергия, 1973. – 263с.

91. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю. Очистка газов
мокрыми фильтрами. – Л: Химия. 1972. – 263 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Термодиффузиофоретическое осаждение частиц на поверхности цилиндрических волокон и в волокнистых перегородках.....	20
Глава 2. Особенности термодиффузиофоретического вымывания аэрозольных частиц более крупными каплями. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов .	67
Глава 3. Особенности движения аэрозольных частиц в окрестности капли, испаряющейся под действием внутренних источников тепла.....	83
Глава 4. Движение высокодисперсных частиц в окрестности гетерогенно горящей частицы	88
Основные результаты и выводы	104
Литература	110

Научное издание

Шулиманова Зинаида Леонидовна

Щукин Евгений Романович

ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ
ИЗ НЕОДНОРОДНЫХ ГАЗОВЫХ
ПОТОКОВ, ОБТЕКАЮЩИХ МАССО-
И ТЕПЛООБМЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

Монография

Редактор *П.В. Елистратова*

Корректор *В.В. Игнатова*

Компьютерная верстка *А.Ю. Байкова*

Тип. зак.	Изд. зак. 136	Тираж 75 экз.
Подписано в печать 01.06.09	Гарнитура Times	Офсет
Усл. печ. л. 8,0		Формат 60×90 ¹ / ₁₆

Издательский центр
Информационно-методического управления РОАТ,
125993, Москва, Часовая ул., 22/2

Участок оперативной печати
Информационно-методического управления РОАТ,
125993, Москва, Часовая ул., 22/2