

ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ НАНОЧАСТИЦ В СЕТОЧНЫХ ДИФфуЗИОННЫХ БАТАРЕЯХ

© 2020 г. В. А. Кирш^{1, 2, *}, А. А. Кирш²

¹Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН
Ленинский просп., 31, Москва, 119071 Россия

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

*e-mail: va_kirsch@mail.ru

Поступила в редакцию 20.12.2019 г.

После доработки 29.01.2020 г.

Принята к публикации 07.02.2020 г.

Рассмотрено осаждение аэрозольных наночастиц в диффузионных батареях, состоящих из модельных сеток, ориентированных перпендикулярно стоковому потоку. Рассчитаны коэффициенты захвата частиц в зависимости от параметров сеток и диффузионного числа Пекле. Показано, что проскок наночастиц через плотные сетки при больших числах Пекле не зависит от расстояния между сетками и совпадает с проскоком, рассчитанным по эмпирической формуле, используемой для сеточных диффузионных батарей.

DOI: 10.31857/S0023291220040059

1. ВВЕДЕНИЕ

Для экспресс-анализа размера взвешенных в газе наночастиц используется поточный диффузионный метод, основанный на измерении коэффициента проскока частиц $P = n/n_0$ через набор сеток, называемых диффузионными батареями (ДБ). Здесь n — концентрация частиц на выходе, n_0 — на входе. По величине проскока n/n_0 определяют коэффициент диффузии частиц D , который связан с радиусом сферических частиц r_p формулой Эйнштейна–Милликена–Каннингема [1]

$$D = k_B T \left(1 + A \lambda / r_p + B e^{-b r_p / \lambda} \lambda / r_p \right) / 6 \pi \mu r_p, \quad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $A = 1.246$, $B = 0.42$, $b = 0.87$, λ — средняя длина свободного пробега газовых молекул, μ — вязкость газа.

Интерес к диффузионному методу возрос после того, как было показано [2], что при логнормальном распределении размеров частиц зависимости проскока частиц с разной степенью полидисперсности и с одинаковым средним геометрическим размером от параметра, включающего скорость течения аэрозоля и размеры ДБ, пересекаются в узком интервале значений, $n/n_0 = 0.36–0.37$, причем величина проскока, соответствующая этой точке, очень слабо зависит от среднего размера частиц. В [2] это было показано на примере щелевых ДБ (для плоско-

параллельного канала). Впоследствии результат работы [2] был подтвержден численным методом для ДБ, состоящих из слоев цилиндрических волокон, расположенных перпендикулярно потоку [3–5]. Использование в качестве ДБ слоя волокон оказалось возможным благодаря экспериментальному подтверждению [6] полученной ранее аналитической связи коэффициента диффузии с безразмерным коэффициентом проскока P монодисперсных наночастиц при заданной входной скорости потока U перед слоем параллельных волокон

$$P = \exp(-2a l H \eta), \quad (2)$$

где a — радиус волокна, $l = \alpha / \pi a^2$ — длина волокон в единице объема фильтра, α — плотность упаковки волокон, H — толщина слоя волокон, η — коэффициент захвата — доля частиц, осаждающихся на волокне из набегающего потока, в данном случае равный [7, 8]

$$\eta_0 = 2.892 k^{-1/3} \text{Pe}^{-2/3} = 1.244 F^{1/3} \text{Pe}^{-2/3}, \quad (3)$$

где $\text{Pe} = 2aU/D$ — диффузионное число Пекле, $k = 4\pi/F$ — гидродинамический фактор, F — безразмерная сила сопротивления единицы длины волокна. (При выводе формулы (3) множитель перед k в общем виде выражается через гамма-функции следующим образом: $3^{1/6} \Gamma(2/3) (\Gamma(3/4)/\pi)^{4/3} \approx 2.892$.) Эффективности осаждения наночастиц на волокно в гексагональной модели и в отдельном изоли-

рованном ряду параллельных волокон оказались почти равными, при этом близкими оказались и силы сопротивления, для которых значения k равны соответственно для гексагональной структуры [9]

$$k = -0.5 \ln \alpha + \alpha - 0.25 \alpha^2 + 0.75 \quad (4)$$

и для отдельного ряда волокон [10]

$$k = \left(\frac{1}{2} - \ln 2t + \frac{1}{3}t^2 - \frac{1}{18}t^4 + \frac{4}{135}t^6 - \frac{53}{2700}t^8 + \dots \right), \quad (5)$$

где $t = \pi b/2$, $b = a/h$.

В обзоре [11] указывалось на перспективность использования в качестве ДБ упорядоченной волокнистой структуры, но на практике широкое распространение получили ДБ из непараллельных волокон. В [12] в качестве ДБ был предложен слой волокон, который состоял из близко расположенных рядов параллельных волокон, повернутых друг относительно друга на произвольный угол (веерная модель). В недавней работе [5] авторы уточнили метод определения полидисперсности измеряемых частиц с помощью веерной модели.

Проскок наночастиц через “веерную” ДБ описывается формулой (2), но с другим коэффициентом захвата, не зависящим от α ,

$$\eta^f = 2.7 \text{Re}^{-2/3}. \quad (6)$$

Эта эмпирическая формула была получена для высокопористого модельного фильтра с $\alpha < 0.07$ при условии, что скорость потока равна отношению расхода к площади фильтра, т.е. при входной скорости невозмущенного течения U [6]. Осаждение наночастиц не изменялось при сближении рядов волокон с большим шагом $2h$, т.е. при $b \ll 1$, несмотря на их взаимное гидродинамическое влияние, приводящее к росту перепада давления в модели (перепад давления слабо возрастал, а проскок не изменялся). Однако для плотных веерных моделей с малым шагом в ряду при $b > 0.2$ (с большими значениями α), эксперименты не проводились, и эффективность осаждения частиц не могла быть найдена аналитически, поскольку течение в веерной модели является трехмерным. Отметим, что постоянство эффективности осаждения наночастиц при уплотнении фильтров наблюдалось и для реальных волокнистых фильтров с малой плотностью упаковки [6]. Полученные результаты для веерной модели использовались в теории тонкой фильтрации для расчета эффективности высокопористых реальных фильтров [13].

Наиболее широкое распространение веерная модель получила после того, как Ченг и Йех предложили в качестве ДБ применять плотные сетки [14]. Свои результаты авторы аппроксимировали следующей формулой:

$$n/n_0 = \exp \left[-2aIH \eta^f / (1 - \alpha) \right], \quad (7)$$

при этом в число Re также подставлялась скорость невозмущенного течения перед фильтром U . Позднее эта формула была подтверждена в экспериментальных работах [15–17]. Таким образом, в случае плотных сеток коэффициент захвата описывается эмпирической формулой

$$\eta_s = 2.7 \text{Re}^{-2/3} / (1 - \alpha). \quad (8)$$

В плетеных сетках параллельные волокна расположены довольно плотно. Отношение диаметра волокна к расстоянию между осями соседних параллельных волокон составляет примерно $b = 0.3–0.4$, и в столь плотных системах волокон плотность упаковки должна заметно влиять на осаждение частиц. Ранее гидродинамическое сопротивление и диффузионное осаждение частиц в отдельных сетках рассматривалось в [18, 20], причем особое внимание уделялось случаю осаждения частиц при $\text{Re} < 1$, для которого в [19] была развита теория. Были рассмотрены сетки типа pressure welded screen (DIN 4192, ISO 4783/3) [21], представляющие собой пары сдвоенных под прямым углом рядов параллельных волокон. В [22] было показано, что рассчитанное гидродинамическое сопротивление этих сеток почти не отличается от измеренных значений сопротивления плетеных сеток.

В случае высокопористых волокнистых фильтров учет плотности упаковки имеет второстепенное значение, но для плотных сеточных ДБ он оказывается существенным. В данном сообщении мы численно исследуем диффузионное осаждение наночастиц из трехмерного стока потока в ДБ, состоящей из сеток с разной плотностью упаковки, проверим постоянство коэффициента захвата при сближении сеток и то, насколько обоснованно используется веерная модель в диффузионном методе.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Поля скоростей и концентрации находились из численного решения стационарных уравнений Стокса [23]

$$\nabla p = \Delta \mathbf{u}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (9)$$

и конвективной диффузии [24]

$$2\text{Pe}^{-1} \Delta n - \mathbf{u} \cdot \nabla n = 0, \quad (10)$$

описывающих соответственно течение вязкой несжимаемой жидкости при малых числах Рейнольдса $\text{Re} = 2aU/\nu \ll 1$, где ν — кинематическая вязкость газа, и перенос взвешенных броуновских частиц в конвективном потоке. Расчетная ячейка показана на рис. 1. В уравнениях (9) и (10) $\mathbf{u}$ — вектор скорости потока, p — давление. Здесь

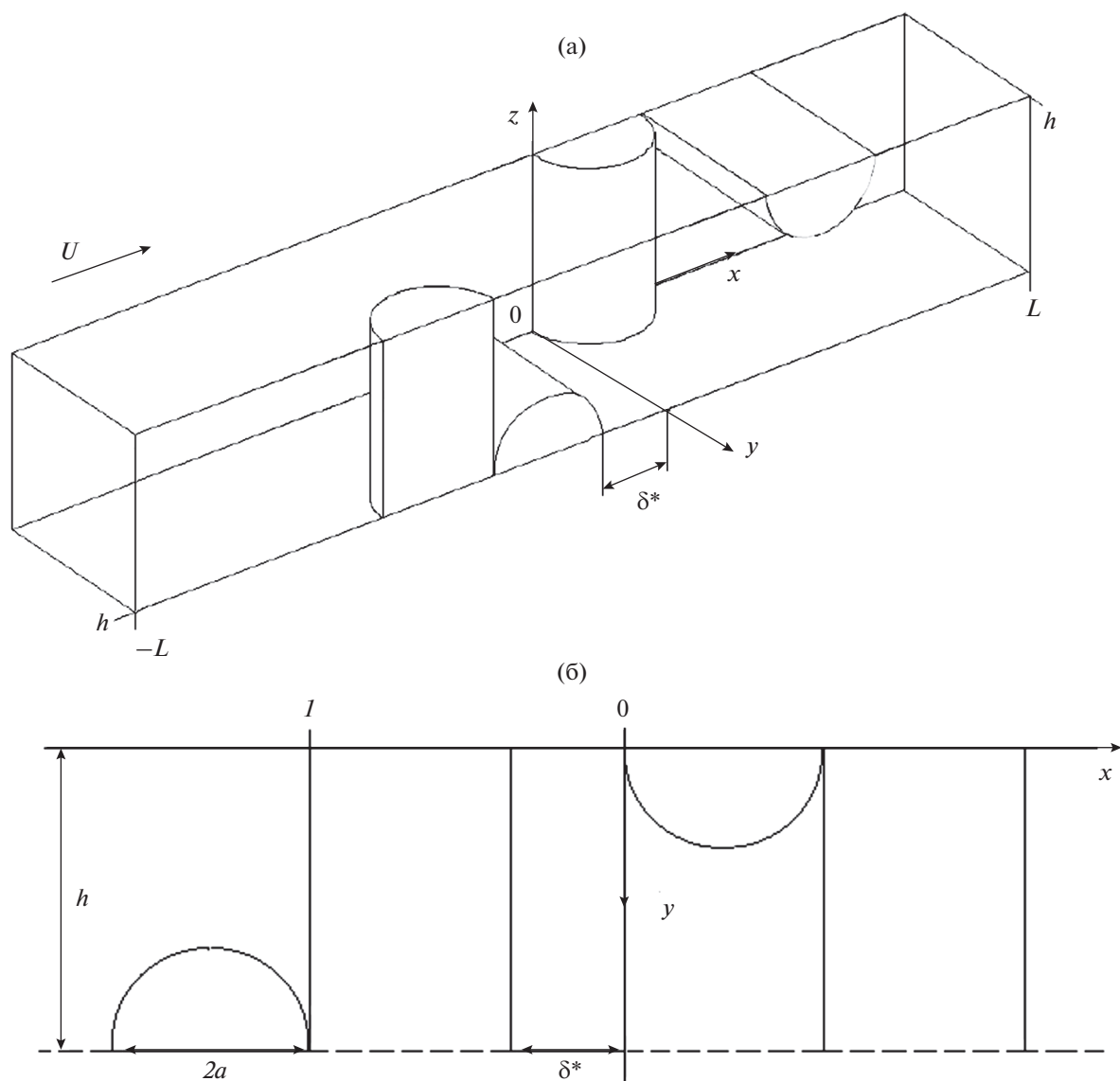


Рис. 1. Расчетная ячейка длины $2L$ в задаче об обтекании пакета модельных сеток поперечным потоком: (а) изометрия, (б) поперечное xy -сечение ячейки в плоскости $z = 0$. δ^* – зазор между сетками, h – высота ячейки – половина расстояния между осями соседних волокон в рядах параллельных волокон, образующих сетки. Стрелкой указано направление потока.

все переменные приведены к безразмерному виду с использованием характерных масштабов длины и скорости – радиуса волокна a и скорости набегающего потока U . В качестве граничных условий на поверхности волокон ставились условия прилипания $\mathbf{u} = 0$ и поглощения частиц $n = 0$. На входной границе при $x = -L$ ставились условия невозмущенной скорости $\mathbf{u} = 1$ и однородной концентрации $n = 1$, при $x = L$ – условия отсутствия вязких напряжений, нулевого давления $p = 0$ и выравнивания концентрации. На боковых, верхней и нижней гранях ячейки ставились условия симметрии для компонент скорости и концентрации.

Метод численного решения задачи изложен в [18]. Безразмерная сила сопротивления единицы длины волокна была найдена интегрированием по поверхности цилиндра проекции локального потока импульса на направление потока жидкости

$$F = \int_S T_x dS, \quad (11)$$

где поток импульса равен $\mathbf{T} = (-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\sigma}')\mathbf{n}$ [23], $\boldsymbol{\sigma}'$ – тензор вязких напряжений, $\mathbf{I}$ – единичный тензор, $\mathbf{n}$ – вектор внешней нормали к поверхности, dS – элемент поверхности.

Рассчитав поле концентрации, находим коэффициент проскока частиц через модельную сетку, который для любых значений Re и b связан с коэффициентами захвата частиц волокнами, образующими модельную сетку, следующим соотношением:

$$P_i = 1 - b \sum_{j=1}^i \eta_j, \quad (12)$$

где i — число рядов волокон, η_j — коэффициент захвата частиц волокном (j — номер ряда), рассчитываемый по формуле

$$\eta_j = \frac{2a}{hPe} \int_S (\partial n / \partial N) dS. \quad (13)$$

Здесь коэффициент захвата волокна определен как отношение интегрального нормального диффузионного потока на волокно к диффузионному потоку на входе в расчетную ячейку на площади проекции волокна.

Как показывают расчеты, при больших Re коэффициент захвата для всех сеток в ДБ практически одинаков, и проскок частиц через батарею из большого числа сеток в этом случае равен $P = \exp(-2alH\bar{\eta})$. Учитывая, что плотность упаковки модельной сетки равна $\alpha = \pi a/4h$, получим $l = \alpha/\pi a^2 = 1/4ha$. Толщина слоя из сомкнутых N рядов волокон равна $H = N2a$, и, следовательно, $2alH = Na/h$, т.е. $P = \exp(-bN\bar{\eta})$, откуда средний коэффициент захвата наночастиц волокном в ДБ равен

$$\bar{\eta} = \frac{-\ln P}{bN}. \quad (14)$$

Средний коэффициент захвата волокном в слое из N рядов волокон может быть также найден с учетом (12), если рассчитана безразмерная концентрация за ним, усредненная по площади поперечного сечения расчетной ячейки,

$$\bar{\eta} = \frac{-\ln \left(1 - b \sum_{j=1}^i \eta_j \right)}{bN}. \quad (15)$$

Для одной сетки, состоящей из двух рядов волокон, средний коэффициент захвата равен

$$\bar{\eta}_s = \frac{-\ln[1 - b(\eta_1 + \eta_2)]}{2b}. \quad (16)$$

Вычисленные по (16) и (14) значения коэффициентов захвата одиночных сеток и пакетов из восьми сеток с разными b сравним далее с рассчитанными по формулам (3) и (8).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ВЫВОДЫ

Осаждение частиц в отдельном ряду волокон

Прежде, чем приступить к рассмотрению осаждения в системах волокон с трехмерным течением, было проверено, до каких значений b применима формула (3) для диффузионного коэффициента захвата точечных частиц в отдельном ряду параллельных волокон. Эта формула была получена при $b \ll 1$ в приближении тонкого граничного диффузионного слоя на волокне на основе решения параболического уравнения конвективной диффузии (без учета члена, учитывающего т.н. продольную диффузию) [7]. Входящая в (3) безразмерная сила сопротивления потоку волокна в ряду параллельных волокон (11) была найдена с помощью численного решения задачи о стоковом поле течения в ряду волокон при $Re \ll 1$. Были определены границы применимости известных формул для сил сопротивления волокон в разреженном и плотном рядах, а для промежуточного интервала $0.5 \leq b \leq 0.7$ получена следующая аппроксимационная формула:

$$F_2 = [1 - A \exp(-B\xi)]F_1 + [1 - C \exp(-E/\xi)]F_3, \quad (17)$$

где $\xi = h/a - 1$, $A = 1.3884$, $B = 1.0083$, $C = 1.4$, $E = 0.9748$, F_1 — сила сопротивления волокна в разреженном ряду волокон, выведенная аналитически Мияги [6], F_3 — сила сопротивления волокна в плотном ряду [25],

$$F_3 = \frac{9\pi}{2\sqrt{2}} (1 - b)^{-5/2}. \quad (18)$$

Максимальные и средние относительные погрешности приведенной аппроксимации не превышают $\max(\epsilon) = 2$ и $\langle \epsilon \rangle = 0.1\%$ соответственно. Выполненные по (17) расчеты совпадают с экспериментальными данными [13] и результатами расчетов других авторов [26, 27]. Во всем интервале значений b сила сопротивления может быть рассчитана по кусочно-непрерывной формуле

$$F = F_1, \quad b \leq 0.5; \quad F_2, \quad 0.5 \leq b \leq 0.7; \quad F_3, \quad b \geq 0.7. \quad (19)$$

На рис. 2 приводится сравнение рассчитанных коэффициентов захвата η для рядов с $b = 0.1-0.6$ (кривая 1) со значениями η , вычисленными по (3) (кривая 3) и по формуле Натансона—Стечкиной [28] (кривая 2),

$$\eta_0 = 2.892k^{-1/3} Pe^{-2/3} + 0.624 Pe^{-1}. \quad (20)$$

Рисунок 2 демонстрирует, что в плотных рядах волокон с $b > 0.5$ осаждение частиц заметно меньше, чем следует из расчетов по аналитическим формулам при всех значениях Re , и что при больших Re удовлетворительное согласие коэффици-

ентов захвата наблюдается для рядов с $b < 0.3$. Отметим хорошее согласие коэффициента захвата, найденного прямым моделированием, с коэффициентом захвата, вычисленным по (20), для ряда с $b = 0.1$ при небольшом значении числа Пекле ($Pe = 10$), когда величина поправки в (20) существенно влияет на η . Полученные результаты для двумерного поля течения в ряду сравним с данными для сеток.

Осаждение частиц в отдельной сетке

Пример рассчитанного трехмерного поля течения вблизи поверхности волокон в сетке с $b = 1/3$ показан на рис. 3. Здесь представлены линии тока в перпендикулярных плоскостях, прилегающих к плоскостям симметрии; видно, что большая часть волокон в каждом ряду обтекается почти плоскопараллельным потоком. Следовательно, функциональные зависимости осаждения частиц в сетке и в ряду от размера частиц и волокон при одинаковой скорости не должны существенно различаться.

Результаты расчета сил сопротивления и проскока частиц через одну сетку с разными значениями b представлены в табл. 1. Они свидетельствуют о том, что силы сопротивления F_1 и F_2 , действующие на волокна в первом и втором ряду, равны и для всех значений b превышают силу в отдельном ряду F_0 . В то же время полученные прямым моделированием средние коэффициенты захвата сетки $\bar{\eta}_s$ при больших и промежуточных числах Пекле близки к значениям η_0 для изолированного ряда волокон, рассчитанным по (3).

Однако формулу (3) нельзя использовать для расчета проскока через плотные сетки, так как силы сопротивления ряда и сетки заметно различаются. Отметим, также, что при $Pe < 100$ осаждение на первый слой волокон больше, чем на второй, что является следствием влияния диффузионного следа, причем коэффициент захвата первого слоя равен коэффициенту захвата, рассчитанному по (16).

Из табл. 1 также следует, что рассчитанные средние коэффициенты захвата для плотных сеток удовлетворительно совпадают со значениями η_s , рассчитанными по эмпирической формуле (8) при плотности упаковки $\alpha = \pi b/4$. Для рыхлых сеток с большим шагом формула (8) неприменима.

Проскок частиц через восемь последовательно установленных сеток

Учитывая, что в ДБ соседние сетки взаимно ориентированы под произвольными углами, мы также нарушили упорядоченность расположения сеток и уменьшили влияние диффузионного сле-

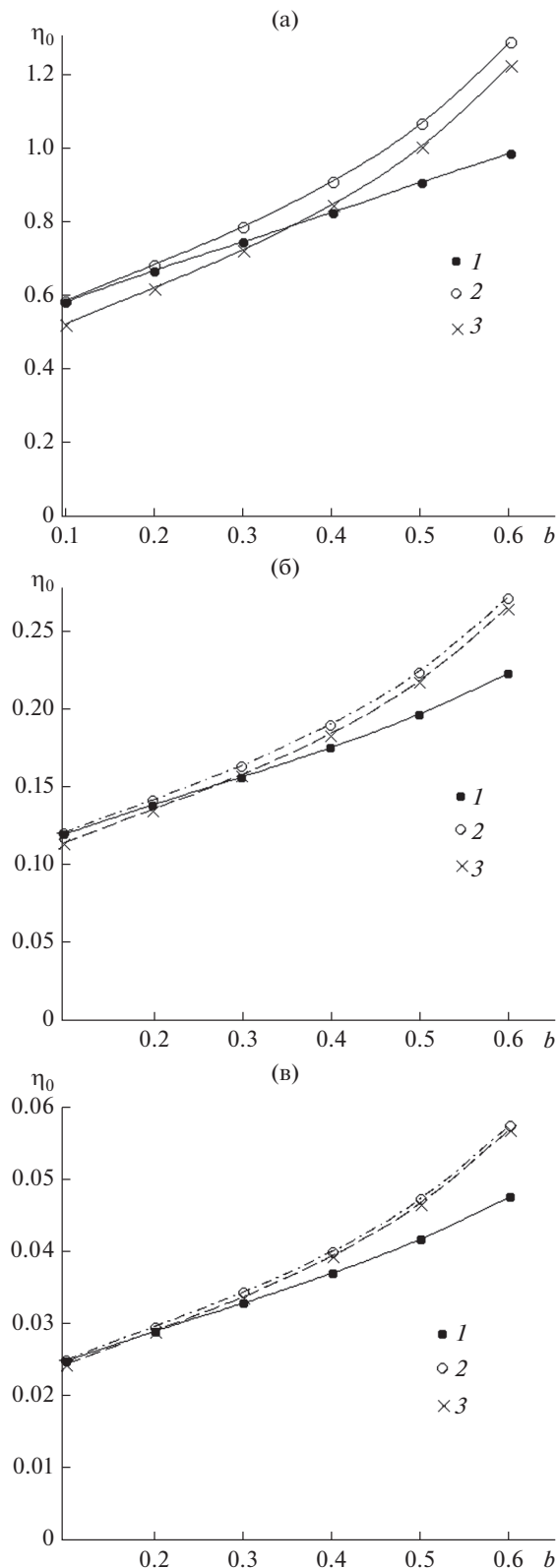


Рис. 2. Коэффициенты захвата волокном η_0 в ряду волокон: 1 — результаты прямого численного моделирования, 2 — расчет по формуле Натансона с поправкой Стечкиной (20), 3 — расчет по формуле Натансона (3); $Pe = 10$ (а); 100 (б); 1000 (в).

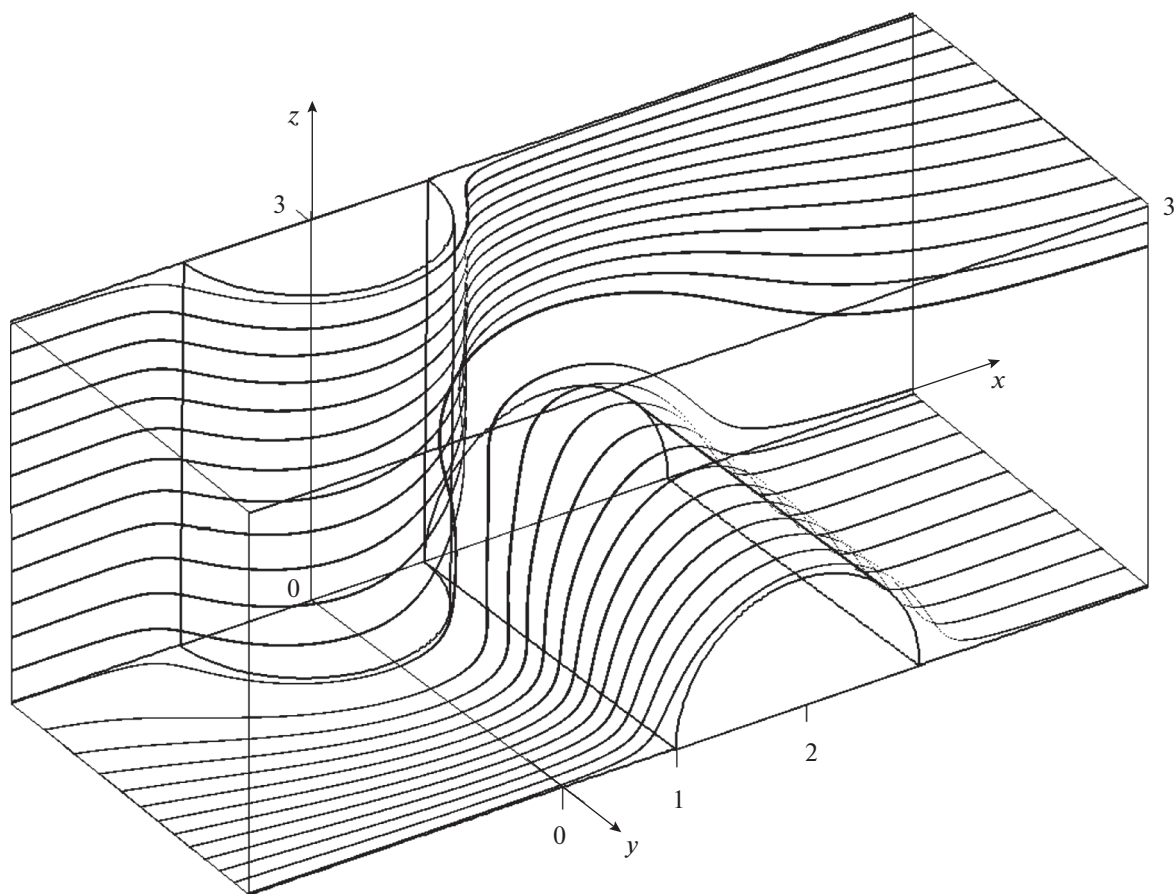


Рис. 3. Линии тока вблизи перекрестия волокон при обтекании модельной сетки. Входные координаты: $\{y = 0.01, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 2.99, z = 0.01\}$ и $\{y = 2.99, z = 0.01 \dots 2.99\}$; $b = 1/3$.

да от перекрестий волокон в соседних сетках. С этой целью четные сетки были сдвинуты относительно нечетных (в направлении потока по оси X) по осям z и y в своих плоскостях на величину h — половину расстояния между волокнами в ряду, как показано на рис. 1а и 1б. Расчеты показали, что входного эффекта в пакете сеток не было (сопротивление сеток при их сближении не увеличивалось), а разброс значений сил сопротивления, рассчитанных для каждого ряда в сетке, составлял менее одного процента.

В табл. 2 приведены результаты расчета проскоков наночастиц через сетки и коэффициентов захвата при трех значениях числа Пекле в зависимости от расстояния между соседними сетками, $X = 2 + \delta$, где δ — зазор между сетками. Из этой таблицы следует, что осаждение в сетках практически не изменяется при их сближении, за исключением случая при $Re = 10$. При необходимости измерения D в этом диапазоне Re между сетками можно устанавливать кольцевые прокладки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов расчетов следует, что, поскольку гидродинамическое сопротивление стоксову потоку при $Re \ll 1$ рассмотренных модельных сеток и плетеных сеток, используемых в ДБ, практически совпадает [22], и коэффициенты захвата для плотных сеток и веерной модели также очень близки, то при вычислении коэффициента диффузии наночастиц по измеренным значениям проскока через ДБ из плотных сеток можно пользоваться эмпирической формулой (8) в широком диапазоне чисел Пекле, при $Re > 10$, подставляя в число Пекле значение скорости невозмущенного течения U . Кроме того, при больших числах Пекле, $Re > 1000$, коэффициент проскока можно оценить также по аналитической формуле для изолированного ряда (3), используя соответствующее значение силы, рассчитанное по (17). В последнем случае достаточно знать просвет сетки и диаметр проволоочки, не проводя измерений истин-

Таблица 1. Результаты расчета безразмерных коэффициентов захвата η и сил сопротивления волокон F в одной сетке при разных значениях Re ; $\bar{\eta}_s$ – расчет по (16), η_0 – по (3), η_s – по (8); индекс 1 – первый по потоку ряд волокон, 2 – второй ряд

$a/h = 0.5, F_1 = 65.343, F_2 = 65.339, F_0 = 52.85$						
Re	P	η_1	η_2	$\bar{\eta}_s$	η_0	η_s
10	0.34141	0.8366	0.4806	1.0747	1.0085	0.9579
100	0.8167	0.1934	0.1733	0.2025	0.2173	0.2064
1000	0.9571	0.0432	0.0426	0.0439	0.0468	0.0445
$a/h = 0.4, F_1 = 39.503, F_2 = 39.503, F_0 = 31.74$						
Re	P	η_1	η_2	$\bar{\eta}_s$	η_0	η_s
10	0.4903	0.7571	0.5171	0.8909	0.8501	0.8467
100	0.8689	0.1714	0.1565	0.1757	0.1833	0.1827
1000	0.9699	0.0378	0.0374	0.0382	0.0395	0.0394
$a/h = 1/3, F_1 = 28.7829, F_2 = 28.7844, F_0 = 23.202$						
Re	P	η_1	η_2	$\bar{\eta}_s$	η_0	η_s
10	0.5872	0.7102	0.5282	0.7986	0.7706	0.7879
100	0.8984	0.1586	0.1462	0.1607	0.1651	0.1697
1000	0.9769	0.0348	0.0344	0.0347	0.0356	0.0366
$a/h = 0.2, F_1 = 15.034, F_2 = 15.034, F_0 = 12.603$						
Re	P	η_1	η_2	$\bar{\eta}_s$	η_0	η_s
10	0.7689	0.6256	0.5298	0.6569	0.6248	0.6688
100	0.9474	0.1359	0.1276	0.1354	0.1347	0.1480
1000	0.9884	0.0292	0.0288	0.0291	0.0290	0.0320
$a/h = 0.1, F_1 = 8.4877, F_2 = 8.4889, F_0 = 7.54$						
Re	P	η_1	η_2	$\bar{\eta}_s$	η_0	η_s
10	0.8923	0.5614	0.5161	0.5700	0.5271	0.6313
100	0.9768	0.1180	0.1136	0.1171	0.1147	0.1360
1000	0.9950	0.02495	0.0247	0.0249	0.0245	0.0293

ной плотности упаковки в единице объема сеточной ДБ.

В заключение отметим, что сеточный диффузионный метод может быть использован и для определения коэффициента диффузии субмикронных частиц [14, 15]. Однако при учете собственного размера субмикронных частиц эффект скольжения газа на волокнах обычно не учитывается, поскольку число Кнудсена $Kn = \lambda/a$ для толстых волокон в сетках мало ($Kn \ll 1$). Но для таких волокон мал и параметр зацепления $R = r_p/a \ll 1$, и поэтому, сколь бы большим волокно не было, скольжение газа на волокне влияет на осаждение, так как поправка к коэффициенту захвата за счет

зацепления, учитывающая скольжение газа, равна $(1 + Kn/R)$ [29, 13]. Не учитывая влияние скольжения газа на зацепление частиц и специфику диффузионного осаждения при малых Re [19], авторы иногда предлагают свои подгоночные коэффициенты в отдельных членах в формуле для суммарного коэффициента захвата в веерной модели [30]. Отметим также необходимость учета полноты укрупнения наночастиц до и после ДБ в пересыщенных парах разных жидкостей. Вопрос о детектировании укрупненных наночастиц, доля которых зависит от их размера и концентрации, рассмотрен в [31].

Таблица 2. Средние коэффициенты захвата $\bar{\eta}_s$ пакетом из восьми сеток (расчет по формуле 14) при разном безразмерном (в единицах a) расстоянии между сетками $X = 2 + \delta$ (см. рис. 1)

b	δ	Pe = 10		Pe = 100		Pe = 1000	
		P	$\bar{\eta}_s$	P	$\bar{\eta}_s$	P	$\bar{\eta}_s$
1/2	8	2.389×10^{-4}	1.0424	0.1734	0.2190	0.7056	0.0436
	2	1.446×10^{-4}	1.1052	0.1688	0.2224	0.6960	0.0453
	0.1	4.854×10^{-5}	1.2416	0.1833	0.2121	0.7173	0.0415
	1 сетка	0.34141	1.0747	0.8167	0.2025	0.9571	0.0439
1/3	8	0.0128	0.8172	0.4146	0.1651	0.8358	0.0336
	2	0.0101	0.8616	0.4214	0.1620	0.8327	0.0343
	1	0.00590	0.9624	0.4301	0.1582	0.8427	0.0321
	0.1	0.00547	0.9766	0.4325	0.1572	0.8308	0.0348
	1 сетка	0.5872	0.7986	0.8984	0.1607	0.9770	0.0347

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (Приказ № 1807 от 14.08.2019 г.).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fuchs N.A. The Mechanics of Aerosols. New York: Pergamon Press, 1964.
2. Fuchs N.A., Stechkina I.B., Starosselskii V.I. // Br. J. Appl. Phys. 1962. V. 13. P. 280.
3. Lee K.W., Connick P.A., Gieseke J.A. // J. Aerosol Sci. 1981. V. 12. P. 385.
4. Кириш А.А., Загнитько А.В., Чечуев П.В. // Журн. физ. химии. 1981. Т. 55. С. 3034.
5. Стечкина И.Б., Кириш А.А. // Коллоид. журн. 2013. Т. 75. С. 538.
6. Кириш А.А., Фукс Н.А. // Коллоид. журн. 1968. Т. 30. С. 836.
7. Натансон Г.И. // Докл. АН СССР. 1957. Т. 112. С. 100.
8. Фукс Н.А., Стечкина И.Б. // Докл. АН СССР. 1962. Т. 147. С. 1144.
9. Kuwabara S. // J. Phys. Soc. Jpn. 1959. V. 14. P. 527.
10. Miyagi T. // J. Phys. Soc. Jpn. 1958. V. 13. P. 493.
11. Фукс Н.А., Сутугин А.Г. // Высокодисперсные аэрозоли. Итоги науки. Серия “Физическая химия”. М.: Изд-во ВИНТИ, 1969.
12. Kirsch A.A., Stechkina I.B. // Proc. 7th International Conference on Condensation and Ice Nuclei. Prague: Academia, 1969, P. 284.
13. Kirsch A.A., Stechkina I.B. // Fundamentals of Aerosol Science / Ed. by Shaw D.T. New York: Wiley-Interscience, 1978. P. 165.
14. Cheng Y.S., Yeh H.C. // J. Aerosol Sci. 1980. V. 11. P. 313.
15. Cheng Y.S., Yeh H.C., Brinsko K.J. // Aerosol Sci. Technol. 1985. V. 4. P. 165.
16. Scheibel H.G., Porstendorfer J. // J. Aerosol Sci. 1984. V. 15. P. 673.
17. Heim M., Mullins B.J., Wild M., Meyer J., Casper G. // Aerosol Sci. Technol. 2005. V. 39. P. 782.
18. Kirsch V.A., Kirsch A.A. // Aerosols – Science and Technology / Ed. by Agranovski I. Weinheim: Wiley-VCH, 2010. P. 283.
19. Черняков А.Л., Кириш А.А., Ролдугин В.И., Стечкина И.Б. // Коллоид. журн. 2000. Т. 62. С. 547.
20. Кириш В.А., Кириш А.А. // Коллоид. журн. 2010. Т. 72. С. 468.
21. Purchas D.B. // Handbook of Filter Media. Oxford: Elsevier Advanced Technology, 1996.
22. Кириш В.А. // Коллоид. журн. 2006. Т. 68. С. 17.
23. Ландау Л.Д., Лифшиц И.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. Издание 4-е, М.: Наука, 1988.
24. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: ГИФМЛ, 1959.
25. Keller J.B. // J. Fluid Mech. 1964. V. 18. P. 94.
26. Sangani A.S., Acrivos A. // Int. J. Multiphase Flow. 1982. V. 8. P. 193.
27. Wang C.Y. // Fluid Dynamics Res. 2001. V. 29. P. 65.
28. Стечкина И.Б. // Докл. АН СССР. 1966. Т. 167. С. 1327.
29. Натансон Г.И. // Коллоид. журн. 1962. Т. 24. С. 52.
30. Cena L.G., Ku B.K., Peters T. // Aerosol Sci. Technol. 2012. V. 46. P. 214.
31. Кириш А.А., Хмелевский В.О., Будыка А.К., Кириш В.А. // Теор. основы хим. технологии. 2011. Т. 55. С. 702.