

УДК 532.529.5:537

ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННЫМ АЭРОЗОЛЬНЫМ ПОТОКОМ

ВАТАЖИН А. Б., ЛИХТЕР В. А., ШУЛЬГИН В. И.

Проведено экспериментальное исследование обтекания тел электрически заряженным аэрозольным потоком с твердой или жидкой дисперсной фазой. Создана специальная установка, на которой получены потоки воздуха с твердыми частицами (песок, железо) и водяными каплями. Изучены режимы, когда дисперсные частицы и обтекаемые тела предварительно заряжались или были нейтральными. Указаны система безразмерных параметров и их значения для различных газодинамических и электрических режимов обтекания тел. Выявлены основные особенности течений и определены интегральные электрические характеристики тел. Продемонстрирована возможность управления дисперсным потоком с помощью электрических полей. Обнаружено сильное влияние эффекта индукционной зарядки жидких пленок вблизи острых кромок обтекаемого тела на его электрические характеристики (при обтекании тела воздухом с водяными каплями).

1. Постановка задачи. Теоретическому исследованию течений электрически заряженных дисперсных сред посвящены многочисленные работы (см., например, [1–6]). Однако число экспериментальных работ в этой области сравнительно невелико. Это объясняется большими трудностями, возникающими при постановке эксперимента и проведении исследования, — сложностью создания дисперсных потоков с заданными характеристиками, сложностью измерения их локальных параметров, неоднозначностью интерпретации экспериментальных данных в случае жидкой дисперсной фазы и т. д.

Трудности практического выполнения экспериментальных исследований усугубляются малыми величинами электрического заряда движущихся частиц ($Q, \sim 10^{-16} - 10^{-13}$ Кл), которые приходится регистрировать на фоне внешних помех и ошибок, вносимых побочными процессами электризации. К таким естественным процессам электризации относится, например, изменение заряда частиц вследствие их соударений, захвата из внешнего пространства посторонних ионов и заряженных примесей, индукционной зарядки и, наконец, просто их коронирования.

Заряд частиц очень сильно зависит от их размера и формы, а также от способа их получения [7].

Наконец, во многих случаях на заряженные частицы действуют не только внешние, но и собственные электрические поля.

Подробные обзоры методов экспериментального исследования электрически заряженных дисперсных сред содержатся в [7–9].

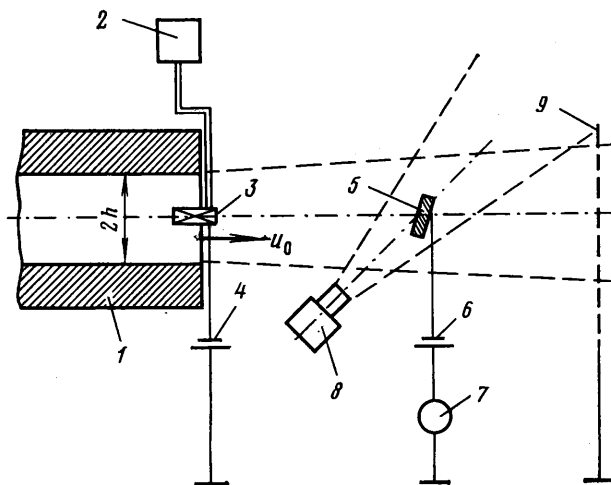
Среди экспериментальных исследований электризации тел следует отметить работы [10–13].

Основными направлениями настоящей работы являются: сравнительный анализ электрических характеристик тел при их обтекании незаряженным аэрозольным потоком с твердыми и жидкими частицами (контактная зарядка тел); исследование особенностей обтекания тел потоком с заряженными частицами.

2. Экспериментальная установка и параметры дисперсных потоков. Экспериментальное исследование обтекания тел нейтральным или заря-

женным аэрозольным потоком проводилось на специальной электрогазодинамической установке, схема которой показана на фиг. 1.

Установка включает в себя: аэродинамическую трубу 1, создающую на выходе из сопла свободную струю воздуха диаметром $2h=10$ см, статическое давление в которой равно атмосферному; автономную, электрически изолированную от земли систему 2 для создания двухфазных аэрозольных потоков.



Фиг. 1

Твердые или жидкие дисперсные частицы вводились в газовый поток с помощью пневматического распылителя или гидравлической центробежной форсунки 3, которые располагались на оси потока вблизи среза сопла. Аэрозольные частицы можно было предварительно заряжать, подавая на распылитель 3 и систему подачи 2 напряжение U_0 от выпрямителя 4. Сопло аэродинамической трубы было изготовлено из диэлектрического материала, что обеспечивало электрическую изоляцию системы распыла дисперсной фазы от земли (сопротивление изоляции $R_0 \sim 10^{13}$ Ом). Число Маха потока могло изменяться в диапазоне $0 < M \leq 0,8$.

В качестве дисперсной фазы использовались водяные капли со средним диаметром $2a=50$ мкм, порошок корунда со средним размером $2a=120$ мкм и плотностью $\rho_s = 4$ г/см³, а также порошок железа ($2a=200$ мкм, $\rho_s = 7,8$ г/см³). Массовый расход дисперсных частиц составлял $G_s = 1,5-2,5$ г/с; как размеры частиц и капель, так и значения расхода в условиях экспериментов не зависели от скорости u_0 газа на срезе сопла.

Обтекаемое аэрозольным потоком проводящее тело 5 устанавливалось на оси струи вниз по потоку от распылителя и могло находиться либо под потенциалом земли, либо под потенциалом U_z , подаваемым от выпрямителя 6. Ток на тело регистрировался микроамперметром (или шлейфовым осциллографом) 7.

Картина обтекания тела аэрозольным потоком наблюдалась в плоскости «светового ножа», создаваемого источником 8. Для фиксирования граничных условий вниз по потоку от тела устанавливалась заземленная, прозрачная для газа сетка 9.

При обтекании работающей форсунки или пневмораспылителя внешним потоком воздуха его скорость u_0 может значительно превосходить осевую скорость u_{s0} частиц на срезе форсунки. Хотя частицы увлекаются по-

током газа, однако на сравнительно небольших расстояниях до тела их скорость u , может быть заметно меньше скорости газа. В то же время истинная скорость частиц у поверхности тела является одним из важнейших факторов, влияющих на процесс электризации тела.

Оценка скорости частиц u_s проводилась на основе уравнения

$$m_s \frac{dv_s}{dt} = \frac{c_x \rho |v - v_s|}{2} \pi a^2 (v - v_s) \quad (2.1)$$

Здесь v и ρ — скорость и плотность газа, v_s и m_s — скорость и масса сферической частицы, c_x — коэффициент сопротивления, зависящий от числа Рейнольдса $Re = 2a\rho|v - v_s|/\mu$, μ — коэффициент динамической вязкости газа. Функция $c_x = c_x(Re)$ аппроксимировалась соотношением [14]

$$c_x = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{Re^{7/8}}{6} \right) \quad (2.2)$$

Путем интегрирования соотношений (2.1), (2.2) в приближенной постановке (векторы v и v_s имеют только осевые составляющие u и u_s , $u = u_0 = \text{const}$, $u_s = u_s(x)$, $u_s(0) = 0$) было установлено, что величина безразмерной скорости u_s/u_0 в месте расположения тела ($x/h=4$) при $u_0 = 100$ м/с составляет 0,87, 0,44 и 0,26 для капель воды, частиц корунда и железа соответственно.

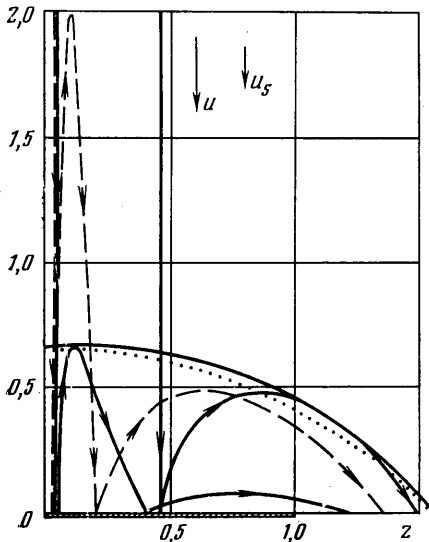
Радиус y_s поперечного сечения струи частиц (которая, очевидно, уже, чем струя газа) определялся по фотографиям течения и для исследованных дисперсных потоков при скорости $u_0 > 50$ м/с сохранялся практически постоянным в месте расположения тела.

Зная величины a , u_s , y_s и G_s , можно определить приближенную величину концентрации частиц: $n_s = G_s / (m_s u_s \pi y_s^2)$. Проведенные эксперименты характеризовались значениями $n_s \approx 200$; 15 и 5 для капель воды, частиц корунда и железа соответственно.

В задаче об обтекании тела дисперсным потоком найденные величины n_s и u_s используются как асимптотические значения (на «бесконечности» вверх по потоку от тела). Поток N_x частиц на тело равен $N_x = n_s u_s \Sigma \eta$, где Σ — миделево сечение тела, η — коэффициент захвата. В том случае, когда набегающие на тело частицы не заряжены, величина η рассчитывается на основе решения обычной задачи об обтекании тела аэрозольным потоком и зависит от числа Рейнольдса $Re_0 = 2a\rho u_0/\mu$, параметра $k^{-1} = 16a\rho_s^2 / (3\rho l)$, характеризующего инерционность частиц (l — характерный размер тела), параметра «отставания» частиц перед телом u_s/u_0 и безразмерных параметров, характеризующих геометрию газа.

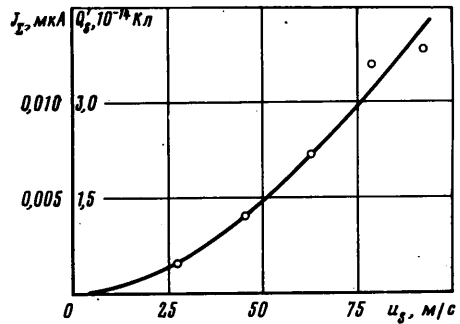
Для оценки η Е. К. Холщевниковой были проведены численные расчеты обтекания плоской пластины, установленной перпендикулярно набегающему потоку воздуха, содержащему недеформируемые частицы. Задача о движении частиц решалась на основе уравнений (2.1), (2.2). Распределение скорости газа предполагалось известным и соответствовало потенциальному безотрывному обтеканию пластины. Скорости газа и частиц в набегающем потоке считались коллинеарными. Значения параметра «отставания» частиц в набегающем потоке соответствовали экспериментальным условиям. Определялись «прямые» и «обратные» траектории частиц (траектории до и после соударения частицы с поверхностью). Для получения начальных условий на поверхности при расчете обратных траекторий частиц предполагалось, что при соударении с пластиной продольная (по отношению к пластине) компонента скорости сохраняется, а по-

перечная изменяет знак, уменьшаясь по модулю. Соответствующий коэффициент неупругих потерь γ предполагался постоянным для всей поверхности пластины и определялся по экспериментальным данным для одной траектории, совпадающей с осью симметрии.



Фиг. 2

На фиг. 2 приведены некоторые результаты расчетов. Сплошными линиями обозначены траектории частиц и их огибающая при условиях $Re_0=345$, $u_s/u_0=0,84$, $k=$



Фиг. 3

$=0,2$, $\gamma=0,29$, которые соответствуют экспериментам, проведенным с жидкой дисперсной фазой. Пунктирной линией показана огибающая траекторий, полученная экспериментально (по фотографиям «ореола» отраженных частиц).

Штриховой линией показаны траектории частиц корунда, соответствующие условиям $Re_0=825$, $u_s/u_0=0,41$, $k=0,02$, $\gamma=0,35$. Как следует из фиг. 2, частицы, которые первоначально движутся вблизи оси симметрии течения ($z=0$), испытывают многократные соударения с поверхностью. На пластине можно указать точку $z=z^*$, которая делит поверхность на два участка $0 < |z| < z^*$ и $z^* < |z| < 1$, обладающие следующими свойствами: частицы, приходящие на первый участок, в дальнейшем повторно соударяются с поверхностью, а частицы, приходящие на второй участок, больше на пластину не попадают. Это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации результатов экспериментов по определению характеристик контактной электризации тел (см. п. 3) — некоторые подлетающие к поверхности частицы уже несут на себе заряд, приобретенный ими в результате предыдущих соударений с этой же поверхностью.

Расчетные значения коэффициента захвата для пластины, обтекаемой потоком с водяными каплями и частицами корунда, оказались равными 0,950 и 0,978 соответственно (при указанных выше условиях). Поэтому в первом приближении коэффициент захвата принимался равным единице.

Если тело обтекается потоком с незаряженными частицами и электризуется в результате контактных процессов, то эффективный единичный заряд Q_s' , приобретаемый частицей, определяется формулой $Q_s' = I_z / N_z = I_z (m_s / G_s) (\pi u_s^2 / \eta \Sigma)$, где I_z — ток электризации тела.

Проведенные эксперименты характеризовались малой объемной концентрацией частиц α и малым параметром S , определяющим влияние

дисперсной фазы на движение газа ($\alpha = \frac{4}{3}\pi a^3 n_s \sim 10^{-5}$, $S = \alpha \rho_s \circ / \rho \sim 10^{-1} - 10^{-3}$).

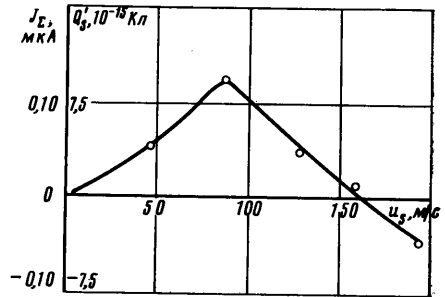
3. Электризация проводящего тела в нейтральном дисперсном потоке. В экспериментах пробным телом служила плоская пластина из нержавеющей стали шириной $l = 1,8$ см и толщиной 0,3 см, устанавливаемая перпендикулярно направлению потока; длина пластины была много больше диаметра $2a_s$ аэрозольного потока.

Измерялась величина тока I_x на пластине при различных скоростях газового потока. Для характерной скорости газа $u_0 = 100$ м/с число Рейнольдса, подсчитанное по размеру l пробного тела, составляло $Re_0 = 1,2 \cdot 10^5$. По методике, изложенной в п. 2, определялся эффективный заряд Q_s' , приобретаемый одной частицей.

Зависимость от скорости частиц u_s тока I_x электризации плоской пластины в потоке аэрозоля с корундовыми частицами и заряда Q_s' показаны на фиг. 3. Величины I_x и Q_s' монотонно возрастают по мере увеличения скорости u_s .

При обтекании пластины аэрозольным потоком с хорошо проводящими твердыми частицами (железо) величины тока I_x и заряда Q_s' практически не зависят от скорости потока в исследованном диапазоне ее изменения ($u_0 \leq 280$ м/с, $u_s \leq 60$ м/с). Сообщаемый телу заряд при соударении с ним одной частицы железа противоположен по знаку заряду, образуемому при соударении с телом частицы корунда, и равняется $Q_s' = -7,4 \cdot 10^{-14}$ Кл. Вывод о постоянстве заряда Q_s' в этом случае хорошо согласуется с результатами теоретического анализа соударения хорошо проводящей частицы с металлической поверхностью [15].

Результаты экспериментов по обтеканию пластины потоком с водяными каплями качественно отличаются от результатов для потока с твердой дисперсной фазой. Величины I_x и Q_s' для потока с каплями вначале возрастают, а затем уменьшаются вплоть до изменения знака (фиг. 4). Кроме того, увеличение миделевого сечения тела приводит не к возрастанию тока I_x (как в случае твердой дисперсной фазы), а к его уменьшению. Возможное объяснение этих, на первый взгляд, парадоксальных результатов можно дать, исходя из того, что при обтекании тела потоком с каплями происходит образование жидких пленок на поверхности тела, которые срываются с его острых кромок газодинамическим потоком, дробясь на капли. Поэтому необходимо учитывать следующие механизмы зарядки тела: контактный механизм при взаимодействии капли с поверхностью, покрытой пленкой; образование заряда в пленке вследствие эффекта двойного электрического слоя и стекание этого заряда вместе с пленкой с острых кромок [6]; эффект разбрызгивания пленки при ударе о нее капли; индукционный механизм зарядки капель, образующихся при разрушении стекающих с тела пленок в электрическом поле, создаваемом объемным зарядом первичных капель, которые ранее вступили во взаимодействие с телом и отразились от его поверхности. Последний механизм (который чрезвычайно усиливается при уменьшении радиуса кривизны кромок тела) и может приводить к наблюдаемым аномальным эффектам, так как отразившиеся от поверхности капли и капли, образующиеся при срыве пленок, оказываются противоположно заряженными.



Фиг. 4

Существенная роль индукционного механизма была подтверждена двумя прямыми экспериментами. В первом из них рассматривалось обтекание пластин с различным заострением кромок при сохранении всех остальных параметров. Во втором изучалось обтекание пластин при сохранении постоянными всех параметров (как дисперсной фазы, так и геометрических параметров тела), но при наличии заряженного тела малых размеров, установленного за пластиной в застойной газодинамической зоне. Степень заострения кромки пластины (эксперимент 1) и наличие заряженного тела (эксперимент 2) оказывают существенное влияние на величину тока I_z . Оба эти «управления» воздействовали только на малую окрестность вблизи кромки пластины — изменяли напряженность электрического поля на кромке и тем самым изменяли интенсивность индукционного механизма зарядки образующихся на кромке капель. Подчеркнем, что оба эти управления не оказывают никакого влияния на величину тока электризации тела при обтекании его двухфазным потоком с твердой дисперсной фазой.

4. Аэрозольные потоки с заряженными каплями. Рассмотрим эффекты, возникающие в дисперсных потоках с заряженными водяными каплями, а также электризацию тела в таком потоке во внешнем — тормозящем или ускоряющем — электрическом поле. В качестве пробного тела использовался металлический цилиндр диаметром 2 см, установленный на расстоянии $x=4h$ от форсунки.

Как было указано в п. 2, зарядка капель осуществлялась путем подачи на форсунку электрического потенциала U_ϕ относительно земли. При этом размер капель и их поток не зависели от U_ϕ , так как «электрическое» давление, стремящееся разорвать каплю, было значительно меньше давления, обусловленного поверхностным натяжением.

Заряд Q_s , приобретаемый каплями в результате их индукционной зарядки при контакте с форсункой, приближенно определяется формулой [7]: $Q_s = \epsilon a^2 E_\infty$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость окружающей среды, E_∞ — напряженность электрического поля на поверхности форсунки. (Капли считаются хорошо проводящими.) Ток заряженных капель с форсунки рассчитывается по формуле

$$I_s = Q_s N_s = \epsilon a^2 N_s E_\infty = \epsilon a^2 E_\infty G_s m_s^{-1} \quad (4.1)$$

Таким образом, измеряемый в эксперименте ток «выноса» с распыляющего устройства $I_b = -I_s$ при фиксированном режиме работы форсунки должен быть пропорциональным E_∞ , т. е. приложенному потенциалу U_ϕ . Этот теоретический вывод был подтвержден проведенными экспериментами.

Как отмечалось выше, наличие потока газа ($u_0 \neq 0$) не влияло на работу форсунки. Поэтому при $G_s = \text{const}$ и $U_\phi = \text{const}$ ток I_s , казалось бы, не должен зависеть от u_0 (см. формулу (4.1)). Однако экспериментальные результаты свидетельствуют о наличии монотонно возрастающей зависимости $I_s = I_s(u_0)$, выходящей на горизонтальную асимптоту при $u_0 \gtrsim 150$ м/с. Этот факт объясняется следующим образом. При малых скоростях газа заряженные капли в окрестности форсунки создают собственное электрическое поле, которое экранирует внешнее поле. Поэтому величина E_∞ в формуле (4.1) оказывается меньше, чем величина поля на форсунке при отсутствии частиц. По мере увеличения u_0 концентрация частиц вблизи форсунки уменьшается, собственное поле становится незначительным, величина E_∞ у форсунки в основном определяется внешним полем, и ток I_s перестает зависеть от скорости u_0 .

Этот вывод подтверждается прямой оценкой отношения к индуцированному электрическому полю $E_i \sim \epsilon^{-1} 4\pi n_s Q_s x$ (x — расстояние от форсунки)

к внешнему полю E_e :

$$\kappa = \frac{4\pi n_s Q_s x}{\epsilon E_e} = \frac{3x G_s}{\pi \epsilon a^3 \rho_s^0 E_e} \cdot \frac{Q_s}{u_s y_s^2(x)} \quad (4.2)$$

$$G_s = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_s^0 n_s u_s \pi y_s^2$$

Величина $u_s = u_0 f(x)$ определяется из решения задачи о движении заряженных частиц в одномерной постановке (см. п. 2). Согласно формуле (4.2), параметр κ при малых x (вблизи форсунки) оказывается порядка единицы и становится малой величиной при больших x .

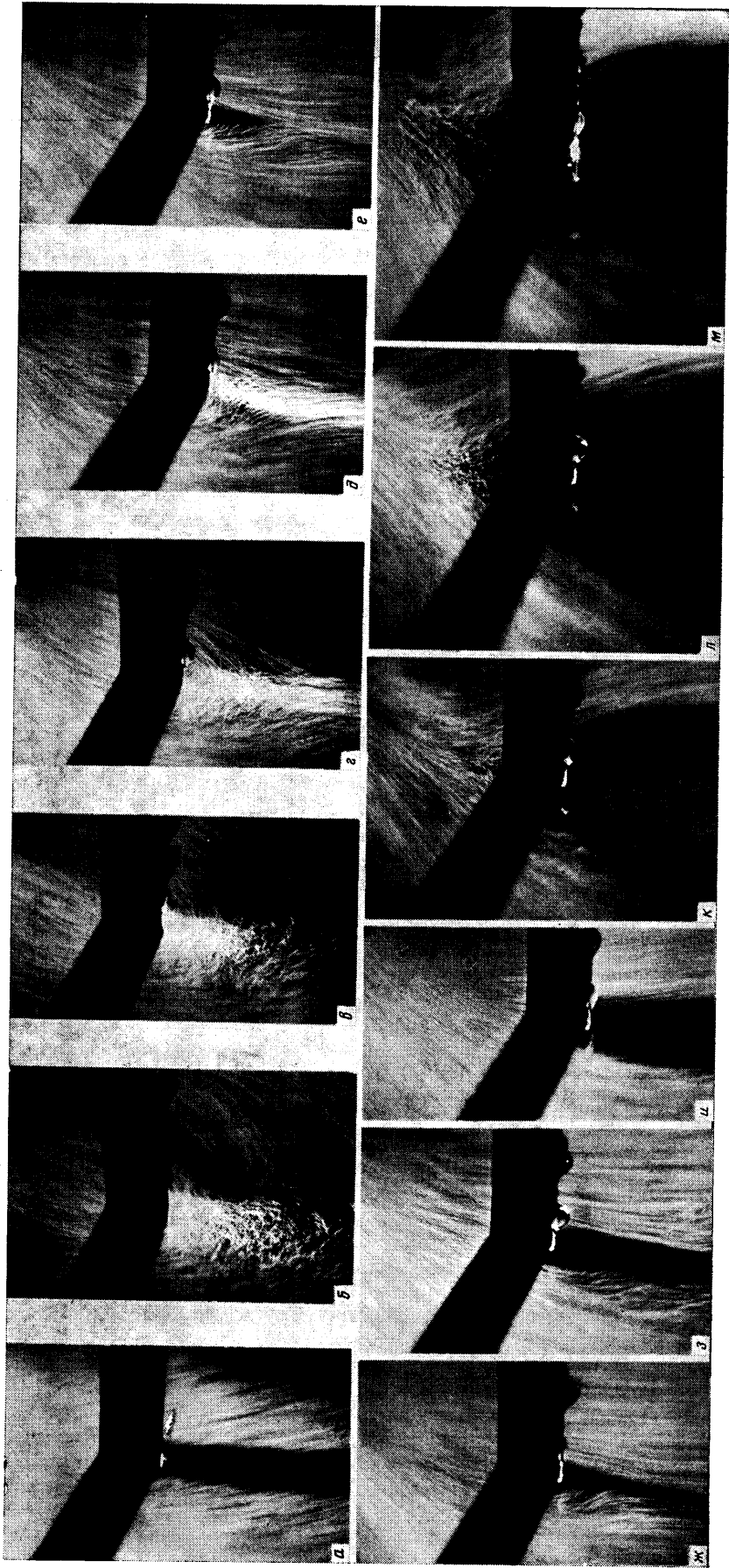
Оценим теперь возможность изменения характера движения заряженных частиц с помощью электрических полей. Эта возможность определяется величиной отношения β силы $Q_s E_{\sim}$, действующей на частицу с зарядом Q_s со стороны суммарного электрического поля E_{\sim} , к силе газодинамического сопротивления частицы $1/2 c_x \pi a^2 \rho (u_0 - u_s)^2$. Параметр β при $E_{\sim} \leq 10^3$ В/см и большой относительной скорости фаз ($u_0 - u_s \sim u_0 \sim 100$ м/с) оказывается малой величиной, и движение частиц в основном определяется газодинамическим потоком (см. п. 2). Однако когда на обтекаемое тело подается большой электрический потенциал U_z и величина E_{\sim} в окрестности тела оказывается порядка 10 кВ/см, а скорость газа и относительная скорость частиц являются малыми величинами ($u_0 - u_s < u_0 \sim 1$ м/с), параметр β превосходит единицу и течение заряженных частиц в значительной степени зависит от электрического поля вблизи обтекаемого тела.

Так, при подаче на тело потенциала U_z того же знака, что и потенциал форсунки, происходит уменьшение тока выноса I_v с распыливающего устройства и заряда капель Q_s (это обусловлено уменьшением величины E_{∞} на поверхности форсунки). С помощью электрического поля, создаваемого заряженным обтекаемым телом, можно существенно изменять коэффициент захвата частиц.

Так, если $Q_s > 0$ и $U_z < 0$, коэффициент захвата становится величиной больше единицы; если же $Q_s > 0$ и $U_z > 0$, то коэффициент захвата может стать равным нулю.

Описанные выше эффекты хорошо видны на фотографиях обтекания цилиндрического тела нейтральным и заряженным потоком капель воды ($u_s \sim u_0 \sim 1$ м/с) при различных потенциалах U_z тела (см. фиг. 5). Картины течения фотографировались под малым углом относительно направления светового луча, так как интенсивность рассеянного света для капель данного размера максимальна в направлении луча. Горизонтальная темная полоса в правой части фотографии соответствует поверхности цилиндра (штриховой линией обозначено продолжение цилиндра за плоскостью светового ножа); темная наклонная полоса в левой части фотографии является тенью цилиндра. Направление двухфазного потока — сверху вниз. Фотография 5, а соответствует обтеканию тела нейтральным потоком частиц; четко виден след за телом, свидетельствующий о том, что коэффициент захвата нейтральных частиц $\eta \approx 1$.

Остальные 11 фотографий получены при обтекании тела потоком положительно заряженных частиц (потенциал форсунки $U_{\phi} = \text{const} = 18$ кВ) по мере изменения потенциала тела от $U_z = -10$ кВ (собирающее поле) до $U_z = 25$ кВ (сильное отталкивание). В собирающих полях частицы захватываются телом даже из области вниз по потоку от него; при $U_z \rightarrow 0$ протяженность этой области сокращается, и ее нижняя граница приближается к телу (фиг. 5, б — в, $\eta > 1$).



Фиг. 5

При увеличении тормозящего поля ($U_z > 0$) граница области захвата смещается по телу к его передней критической точке (см. фиг. 5, $e-u$). В сильном тормозящем поле частицы перестают попадать на тело (что свидетельствует также о том, что они все заряжены) и обтекают некоторое фиктивное тело все большего размера, передняя критическая точка которого отходит все дальше от цилиндра (фиг. 5, $\kappa-m$). Ток I_z на тело становится равным нулю, как только критическая точка отходит от поверхности тела ($\eta=0$).

Картины обтекания проводящего тела двухфазным заряженным потоком получены расчетным путем в работе [5]; они хорошо согласуются с описанными выше, что свидетельствует о правильности выбранной модели расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Л. М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 267 с.
2. Крайтер Н. Ф., Джонстон Н. Ф. Collection of aerosol particles in presence of electrostatic fields.— Ind. and Eng. Chem., 1955, v. 47, № 12, p. 2426–2434.
3. Гогосов В. В., Фарбер Н. Л. Уравнения электрогидродинамики многофазных сред. Об одномерных течениях, разрывных решениях и затухании слабых волн.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5, с. 57–70.
4. Вагажин А. Б., Грабовский В. И. Распространение униполярно заряженных струй в гидродинамических потоках.— ПММ, 1973, т. 37, в. 1, с. 57–64.
5. Nielsen K. A., Hill J. C. Capture of particles on spheres by inertial and electrical forces.— Ind and Eng. Chem. Fundam., 1976, v. 15, № 3, p. 157–163.
6. Холопов В. Л., Черный Л. Т. Исследование движения сред, взаимодействующих с электромагнитным полем. Исследование электризации летательного аппарата в аэрозольном потоке с жидкой дисперсной фазой, образующей пленку на поверхности аппарата.— Отчет НИИ механ. МГУ, 1980, № 2428. 68 с.
7. Верещагин И. П., Левитов В. И., Мирзабекян Г. З., Пашин М. М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. 478 с.
8. Фукс Н. А. Успехи механики аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1961, 159 с.
9. Лёб Л. Статическая электризация. М.— Л.: Госэнергоиздат, 1963, 408 с.
10. Ginn R., Parker J. The high-voltage characteristics of aircraft in flight.— Proc. IRE, 1946, v. 34, p. 241–247.
11. Имянитов И. М. Электризация самолетов в облаках и осадках. Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 211 с.
12. Ушаков В. В., Франчук Г. М. Экспериментальное исследование электрогазодинамических генераторов заряженных аэрозольных частиц.— В кн.: Аэродинамика. Межвуз. науч.-техн. сб. Киев, 1973, вып. 8, с. 68–71.
13. Бергын В. Р., Подмазов А. В., Фролов А. С. Исследование электризации модели самолета потоком увлажненного воздуха в аэродинамических трубах.— Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 2, с. 123–124.
14. Клячко Л. С. Уравнения движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах.— Отопление и вентиляция, 1934, № 4.
15. Черный Л. Т. Электризация частиц суспензии при соударениях с граничными поверхностями. Предельные случаи: идеально проводящие и непроводящие частицы.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4, с. 80–87.

Москва

Поступила в редакцию
29.IX.1981