

О ВЛИЯНИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ КОРОННОГО РАЗРЯДА И ТОК ВЫНОСА В ОДНОМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

Н. Л. Васильева, Г. Л. Седова, А. В. Филиппов

(Москва)

В униполярно заряженных аэрозолях, состоящих из газа, ионов одного сорта и частиц дисперсной фазы, последние могут приобретать электрический заряд в результате осаждения на них ионов [1]. Настоящая работа посвящена теоретическому изучению влияния этого эффекта на некоторые электрогидродинамические течения с участием униполярно заряженных аэрозолей. Исследованы непрерывные стационарные одномерные течения с учетом электризации частиц дисперсной фазы между двумя параллельными сетками, расположенными перпендикулярно потоку. Влияние электрического поля и частиц на движение газа считается пренебрежимо малым. Рассмотрены случаи, когда первая сетка — коронный источник ионов, а набегающий поток содержит аэрозольные частицы и когда первая сетка — источник аэрозольных частиц, а набегающий поток содержит положительные ионы. Такие течения являются одномерными аналогами обтекания коронного источника аэрозольным потоком и обтекания аэрозольного источника униполярно заряженным газом. Проведено численное исследование влияния аэрозольных частиц на вольт-амперную характеристику коронного разряда и на суммарный ток выноса ионов и заряженных аэрозольных частиц между сетками. В обоих случаях проведен расчет электризации частиц при течении аэрозоля между сетками соответственно при конечной скорости поверхностной реакции поглощения ионов при диффузионной зарядке [2] и с учетом совместного действия механизмов диффузионной зарядки и зарядки под действием электрического поля [3]. В ряде предельных случаев получены асимптотические формулы, описывающие указанные течения. Для униполярно заряженного газа без частиц аналогичные течения изучены в [4]. Полученные в данной работе результаты совпадают с результатами [4], когда концентрация частиц стремится к нулю. Влияние аэрозольных частиц на характеристики коронного разряда при зарядке частиц только под действием электрического поля (т. е. без учета диффузии ионов) исследовано в [5].

1. Рассмотрим одномерное стационарное течение аэрозоля, состоящего из газа и первоначально не заряженных дисперсных частиц, через область униполярного коронного разряда между двумя плоскими сетками-электродами, расположенными перпендикулярно потоку. Для определенности предположим, что электрод-коллектор заземлен (его потенциал примем за нуль), а на электроде-эмиттере для создания коронного разряда установлена система игл, начинающих коронировать при потенциале эмиттера Φ_0 . Пусть расстояние L между электродами достаточно велико и неоднородностью электрического поля у сеток-электродов можно пренебречь. Выберем декартову систему координат x, y, z так, чтобы эмиттер и коллектор лежали в плоскостях $x = 0$ и $x = L$. Без потери общности результатов заряд ионов будем считать положительным. Предположим, что параметры, характеризующие влияние электрических и инерционных сил на движение частиц, малы:

$$B \equiv e_p^0 E^0 / (6\pi\mu a |u|) = D / (6\pi\mu b^2) \ll 1, \quad Stk = mu / (6\pi\mu a L) \ll 1.$$

Здесь $e_p^0 = aD/b$; $E^0 = u/b$ — характерные значения заряда частицы e_p^0 и напряженности электрического поля E^0 ; D и $b \equiv eD/kT$ — коэффициенты диффузии и подвижности ионов; e — заряд протона; k — постоянная Больцмана; u и μ — скорость и коэффициент вязкости газа; a и m — радиус и масса частицы дисперсной фазы. Тогда можно считать, что скорости газа и аэрозольных частиц совпадают и равны $u = \text{const}$, концентрация частиц постоянна: $n_p = \text{const}$. Исследуемое течение есть одномерный аналог обтекания коронного источника ионов аэрозольным потоком. Дифференциальные уравнения, описывающие зарядку аэрозольных частиц при движении через область коронного разряда, распределение напряженности электрического поля и плотности электрического заряда ионов между сетками, а также граничные условия на них имеют вид

$$(1.1) \quad u \frac{dn_p}{dx} = I, \quad I = 4\pi qaDI^* \left(\frac{abE}{D}, \frac{be_p}{aD}, \frac{be_p}{aK^2} \right);$$

$$(1.2) \quad \frac{dE}{dx} = 4\pi(q + e_p n_p), \quad E = -\frac{d\varphi}{dx}, \quad q(u + bE) + e_p n_p u = j = \text{const};$$

$$(1.3) \quad \varphi(0) = \Phi, \quad E(0) = \Phi_0/L \equiv E^0, \quad e_p(0) = 0, \quad \varphi(L) = 0,$$

где K — константа скорости прилипания ионов к частице; φ — электрический потенциал; Φ — потенциал эмиттера, $\Phi > \Phi_0$; Φ_0 — потенциал зажигания коронного разряда; j — плотность полного электрического тока ионов и частиц; q — плотность электрического заряда ионов; u и E — проекции векторов \mathbf{u} и \mathbf{E} на ось x ; I — электрический ток, текущий на частицу за счет осаждения на ней ионов. Второе граничное условие (1.3) означает, что после зажигания коронного разряда напряженность электрического поля у эмиттера остается неизменной при увеличении Φ .

Рассмотрим случай диффузионной зарядки частиц, когда всюду в потоке выполняется условие $Re_E \equiv ea|E|/kT \ll 1$. При конечной скорости реакции прилипания ионов к частицам выражение для тока электризации запишем в виде [2]

$$I^* = \frac{4\pi b q e_p}{[1 + b e_p / a^2 K] \exp(b e_p / kT) - 1}.$$

Условия $Stk \ll 1$, $B \ll 1$, $Re_E \ll 1$ выполняются для аэрозольных потоков с характерными размерами параметров $a \sim 10^{-6}$ м, $u \sim 10$ м/с, $b \sim 2 \cdot 10^{-4}$ м²/(В·с), $D \sim 10^{-5}$ м²/с, $\mu \sim 2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $L \sim 10^{-1}$ м, $E \sim 1$ кВ/м. В [5] рассмотрены потоки с существенно большими значениями a , E , для которых $Re_E \gg 1$, $B \geq 1$.

Перейдем к безразмерным переменным

$$(1.4) \quad E^* = \frac{bE}{u}, \quad e_p^* = \frac{b e_p}{aD}, \quad q^* = \frac{4\pi b L q}{u}, \quad \varphi^* = \frac{\varphi b}{uL}, \quad j^* = \frac{4\pi b j L}{u^2},$$

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad K^* = \frac{Ka}{D}.$$

При этом в уравнениях появляется безразмерный параметр $N \equiv 4\pi a D L n_p / u$, который характеризует влияние частиц на $E^*(x^*)$, $q^*(x^*)$, $e_p^*(x^*)$.

Уравнения (1.1), (1.2) имеют интеграл, устанавливающий в общем виде зависимость e_p^* от E^* . Особенно простую форму он принимает при $N \ll 1$ и $N \gg 1$. При $N \ll 1$ слагаемыми, пропорциональными концентрации частиц в уравнениях, можно пренебречь и из (1.1), (1.2) получаем

$$(1.5) \quad E^* = C + Ei(e_p^*) - \ln e_p^* + \frac{1}{K^*} (\exp e_p^* - 1),$$

где $Ei(e_p^*)$ — интегральная показательная функция; C — константа, определяемая из граничных условий (1.3). Распределение $E^*(x^*)$, $\varphi^*(x^*)$ и функция $j^*(\Phi)$ в данном случае не зависят от влияния частиц [6].

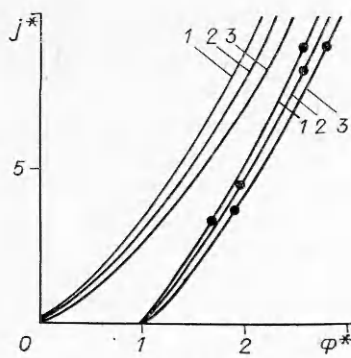
При $N \gg 1$, учитывая, что максимальный заряд на частице достигается в состоянии, когда все ионы осели на частицах (и, следовательно, $q^* = 0$), из третьего равенства (1.2) находим $|e_p^*| < \max |e_p^*| = |j^*/N| \ll 1$. Тогда из уравнений (1.1) и (1.2) вытекает дифференциальное уравнение для $E^*(e_p^*)$, общее решение которого имеет вид

$$(1.6) \quad E^* = \left[-A^{1-A} \left(\Gamma \left(A, A \left(1 - \frac{N}{j^*} e_p^* \right) \right) + C_0 \right) \right] \left(1 - \frac{N}{j^*} e_p^* \right)^{-A} \times$$

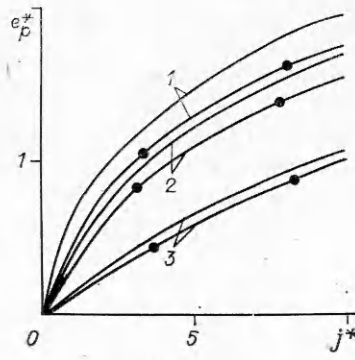
$$\times \exp \left[A \left(1 - \frac{N}{j^*} e_p^* \right) \right],$$

$$A \equiv \frac{j^*}{NP}, \quad D \equiv \frac{K^*}{1 + K^*}.$$

Для произвольных конечных значений N целесообразнее решать численно непосредственно задачу (1.1)–(1.3).



Р и с. 1



Р и с. 2

На рис. 1, 2 представлены результаты численного исследования указанной задачи. На рис. 1 приведены зависимости тока выноса от безразмерной разности потенциалов $\Phi^* = \Phi b / uL$ между сетками-электродами для безразмерной константы $K^* = 10^{-2}; 1; 10^6$ (линии 1—3). При этом считается, что $N = 1$, а $E_0^* = 0$ и 1 (линии с точками). Из рис. 1 вытекает, что при одних и тех же разности потенциалов Φ^* и напряженности электрического поля на сетке-эмиттере изменение K^* в интервале $10^{-2} \dots 10^6$ приводит лишь к незначительному (менее 10 %) росту тока выноса. Этот факт объясняется относительно слабой интенсивностью поглощения ионов частицами при диффузионной электризации. Суммарный ток выноса, как видно из рис. 1, есть монотонно возрастающая функция разности потенциалов между сетками.

На рис. 2 представлены зависимости заряда частицы на выходе из межэлектродного промежутка от тока выноса при очень больших значениях K^* ($K^* = 10^6$) и при $E_0^* = 0; 1; 5$ (линии 1—3) как для пренебрежимо малой концентрации аэрозольных частиц (линии с точками), так и для $N = 1$. Видно, что при одних и тех же значениях тока выноса и напряженности электрического поля на сетке-эмиттере E_0^* заряд частицы увеличивается при уменьшении концентрации частиц в потоке. При этом чем больше E_0^* , тем меньше рост заряда аэрозольной частицы. Кроме того, при заданных значениях концентрации частиц в потоке и тока выноса заряд частицы уменьшается с увеличением E_0^* .

Приведенные результаты указывают на возможность изменения параметров ЭГД-потоков за источниками ионов путем введения аэрозольных присадок и описывают характер этих изменений. При более интенсивном процессе электризации аэрозольных частиц их влияние на ЭГД-поток возрастает.

2. Рассмотрим одномерное стационарное течение униполярно заряженного газа между двумя заземленными сетками, на первой из которых происходит равномерный вдув аэрозольных незаряженных частиц. Такая задача представляет собой одномерный аналог задачи об обтекании аэрозольного источника униполярно заряженным ионным потоком. Для создания ионов может быть использован коронирующий сеточный электрод, расположенный выше по потоку перед первой сеткой.

Как и в п. 1, выберем декартову систему координат, чтобы сетки лежали в плоскостях $x = 0$ и $x = L$. Пусть по-прежнему влияние электрического поля и инерции аэрозольных частиц на их движение мало, но концентрация аэрозольных частиц такова, что их влиянием на напряженность электрического поля и объемный заряд ионов, вообще говоря, пренебречь нельзя.

Возрастание концентрации ионов в набегающем потоке (т. е. при $x = 0$) при заданной скорости потока u приводит к тому, что ток выноса j может достигнуть своего максимального возможного значения, равного току насыщения [4]. С физической точки зрения ограничение тока выноса

объясняется тем, что в потоке возникает собственное электрическое поле, которое тормозит ионы вблизи сечения $x = 0$. Это явление исследовано (теоретически и экспериментально) в [4] для чистого газа, не содержащего дисперсных частиц. При этом теоретически показано, что безразмерная величина тока выноса насыщения $j_{\text{нас}}^* = 9/8$ (для заземленных сеток). Можно предположить, что наличие частиц, подвижность которых существенно меньше подвижности ионов, приводит к увеличению тока насыщения вследствие осаждения ионов на частицах. Рассмотрим далее влияние частиц аэрозоля на параметры ЭГД-потока, считая известной плотность объемного заряда у эмиттера. Распределение электрических величин и зарядка частиц в течении по-прежнему описываются уравнениями (1.1), (1.2), однако граничные условия имеют вид

$$(2.1) \quad x^* = 0, \quad \varphi^* = 0, \quad e_p^* = 0, \quad q^* = q_0^*; \quad x^* = 1, \quad \varphi^* = 0.$$

В отличие от п. 1 исследуется более общий случай, когда электрическое число Пекле ($\text{Re}_E = \text{Re}|E^*|$, $\text{Re} = au/D$) не считается малым. Поскольку при $\text{Re}_E \geq 1$ необходимо учитывать влияние электрического поля на процесс зарядки частиц при расчетах, для получения значений функции I^* в (1.1) использовалось решение двумерной задачи о распределении ионов в окрестности неподвижной идеально проводящей сферы, находящейся во внешнем электрическом поле и поглощающей ионы [3]; K^* считается равной бесконечности.

При сделанных предположениях течение характеризуется тремя безразмерными параметрами: q_0^* , N , Re . Значение последнего в данном случае определяет механизм процесса электризации частиц аэрозоля. Так, при $\text{Re} \rightarrow 0$ имеем также $\text{Re}_E \equiv \text{Re}|E^*| \rightarrow 0$ и зарядка частиц диффузионная, при $\text{Re} \geq 1$ в течении осуществляется смешанная зарядка за счет диффузии ионов и их осаждения на частицах под действием электрического поля. При $\text{Re} \gg 1$ и $|E^*| \geq 1$ диффузией ионов при определении I^* можно пренебречь.

Проведенные расчеты показали существенное влияние частиц аэрозоля на течение при $N \geq 1$, возрастающее с ростом Re . Однако при достаточно больших значениях произведения $NI^0 = \Omega$ ($I^0 = I^*(\text{Re}, 0)$) непосредственное численное интегрирование уравнений затруднено в связи с появлением малого параметра перед производной в одном из уравнений. Применяя метод сращиваемых асимптотических разложений [7], можно построить приближенное внутреннее решение задачи в пограничном слое толщиной $\delta = 1/\Omega$ вблизи эмиттера и внешнее решение в области $O(\delta) < x \leq 1$.

На их основе получено составное равномерно пригодное решение

$$(2.2) \quad E^* = G \left(1 - \frac{G^2}{2\Omega}\right) \left(x^* - \frac{1}{2}\right) - \frac{G^2}{2\Omega} \exp(-g\Omega x^*) + O\left(\frac{1}{\Omega^2}\right),$$

$$e_p^* = \frac{G}{N} [1 - \exp(-g\Omega x^*)] + O\left(\frac{1}{N\Omega}\right),$$

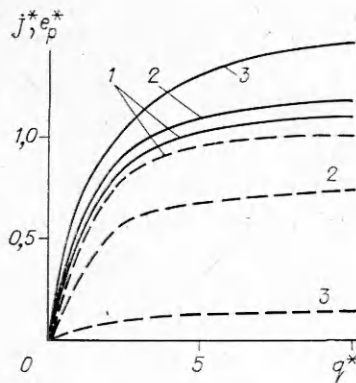
$$q^* = q_0 \left[1 + O\left(\frac{1}{\Omega}\right)\right] \exp(-g\Omega x^*), \quad j^* = G \left(1 - \frac{G}{2\Omega}\right) + O\left(\frac{1}{\Omega^2}\right),$$

$$g = 1 + \frac{q_0^*}{2}, \quad G = \frac{2q_0^*}{2 + q_0^*}.$$

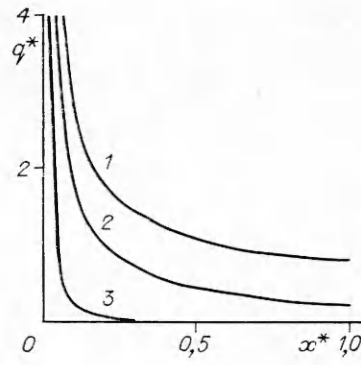
При выводе выражений (2.2) не использовался конкретный вид зависимостей $I^*(\text{Re}_E, e_p^*)$ и $I^0(\text{Re})$. В частности, в рамках сделанных в начале данного пункта предположений выполняются соотношения [8, 9]

$$(2.3) \quad \text{Re} \rightarrow 0: \quad I^0 = 1 + \frac{1}{2} \text{Re} + O(\text{Re}^2), \quad \text{Re} \rightarrow \infty:$$

$$I^0 = \frac{3}{4} \text{Re} + \frac{1}{2} + O(\text{Re}^{-1/2}).$$



Р и с. 3



Р и с. 4

Из выражений (2.2), (2.3) следует, что при достаточно больших $\Omega = NI^0$ и Re влияние частиц на течение определяется произведением NRe .

Возрастание q_0^* и Ω приводит к утоньшению пограничного слоя вблизи эмиттера. В режиме насыщения ($q_0^* = \infty$) толщина пограничного слоя имеет порядок $\delta \sim \Omega^{-2}$, а вместо соотношений (2.2) справедливы следующие:

$$(2.4) \quad E^* = (2x^* - 1) \left(1 - \frac{2}{\Omega}\right) + \frac{2}{\Omega} \left[F\left(\frac{\Omega^2 x^{*2}}{2}\right) - 1 \right] + O\left(\frac{1}{\Omega^2}\right),$$

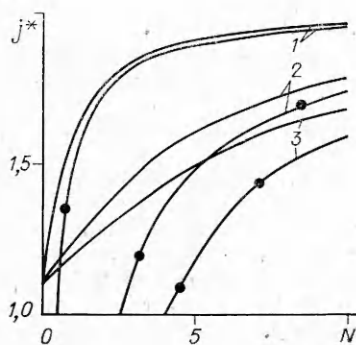
$$e_p^* = \frac{2}{N} F\left(\frac{\Omega^2 x^{*2}}{2}\right) + O\left(\frac{1}{\Omega N}\right),$$

$$q^* = \Omega \left[\frac{1}{F\left(\frac{\Omega^2 x^{*2}}{2}\right)} - 1 + O\left(\frac{1}{\Omega}\right) \right], \quad j^* = 2 \left(1 - \frac{2}{\Omega}\right) + O\left(\frac{1}{\Omega^2}\right).$$

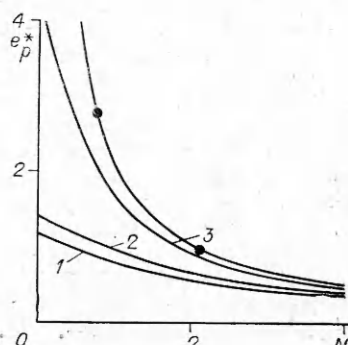
Функция F задается неявно уравнением $x = F(x) - \ln[1 - F(x)]$. При больших значениях аргумента имеет место асимптотика $F(x) = 1 - e^{-x} + o(e^{-x})$. Формулы (2.4) так же, как и (2.2), равномерно пригодны на всем интервале $0 \leq x^* \leq 1$.

Из выражений (2.2)–(2.4) следует, что рост параметров Re , N приводит к быстрому падению заряда частиц на выходе и объемного заряда ионов между электродами. Ток выноса при этом возрастает и в режиме насыщения может почти в 2 раза превысить ток насыщения в отсутствие частиц $9u^2/(32\pi bL)$ [4]. Полученные выводы подтверждаются численным решением задачи на ЭВМ, результаты которого приведены на рис. 3–6.

На рис. 3 даны результаты расчета зависимостей j^* (сплошные линии) и e_p^* (штриховые) от q_0^* при $Re = 0$ и $N = 0; 1; 10$ (кривые 1–3). Видно, что j^* , e_p^* почти достигают насыщения (т. е. становятся не зависящими от



Р и с. 5



Р и с. 6

q_0^*) уже при $q_0^* \sim 10$, причем с увеличением N значения j^* возрастают, а e_i^* убывают.

На рис. 4 представлены графики распределения q^* в межэлектродном промежутке для режима насыщения, т. е. при $q_0^* = \infty$. Видно, что с ростом координаты x^* объемный заряд ионов монотонно убывает. Число Пекле считается равным единице, линии 1—3 соответствуют значениям $N = 0; 1; 5$. При $N = 0$ (концентрация частиц пренебрежимо мала) и $N = 1$ ионы расположены в основном вблизи эмиттера.

В случае достаточно высокой концентрации частиц ($N \geq 5$) интенсивное поглощение ионов частицами приводит к тому, что вне тонкого слоя толщиной $\sim \Omega^{-2}$ вблизи эмиттера значение q^* близко к нулю. Частицы поэтому приобретают основной заряд при $x^* \leq \Omega^{-2}$.

На рис. 5 приведены результаты расчета зависимости j^* от безразмерной концентрации частиц N при $q_0^* = \infty$ и различных значениях Re . Из свойства монотонности функции $j^*(N)$ и соотношений (2.4) следует, что величина безразмерного тока электризации всегда находится в пределах $9/8 < j^* < 2$. Как видно из рис. 5, приближение кривой $j^*(N)$ к предельному значению $j^* = 2$ с ростом N происходит значительно быстрее при $Re = 10$ (линия 1), чем в случаях $Re = 1$ и 0 (линии 2, 3). Это связано с существенной интенсификацией процесса обмена зарядом между фазами при возрастании параметра Re и связанного с ним локального электрического числа Пекле. Линии с точками на рис. 5 построены по асимптотической формуле для j^* (2.4), причем, согласно численному расчету, полагалось $I^0(1) = 1,58$, $I^0(10) = 8,14$. Точность аппроксимации решения задачи формулами (2.4) возрастает с увеличением Re .

На рис. 6 показаны зависимости заряда частиц на выходе от их безразмерной концентрации при $q_0^* = \infty$ и $Re = 0; 1; 10$ (линии 1—3). Видно, что заряд частиц сильно зависит от Re только при малых значениях N . С ростом концентрации частиц различие между зависимостями становится незначительным и кривые быстро сближаются с асимптотой $e_p^* = 2/N$, отмеченной на рис. 6 точками.

В качестве примера рассмотрим течение аэрозоля между двумя заземленными сетками, расстояние между которыми $L = 0,1$ м. Пусть скорость потока равна $4,5$ м/с и выполнены условия [4] $a = 2,2 \cdot 10^{-6}$ м, $n_p = 2 \cdot 10^{-10}$ м $^{-3}$, $D = 10^{-5}$ м 2 /с, $b = 2 \cdot 10^{-4}$ м 2 /(В·с).

При этом $Re = 10$, $N = 1, 3$. В режиме насыщения плотность тока выноса составляет $1,5 \cdot 10^{-5}$ А/м 2 , заряд частиц у коллектора $2 \cdot 10^{-16}$ Кл. Если при прочих постоянных условиях концентрацию частиц понизить до $n_p = 10^7$ м $^{-3}$, влияние частиц аэрозоля на течение станет пренебрежимо малым и плотность тока выноса уменьшится до 10^{-5} А/м 2 , заряд частиц возрастет до $5 \cdot 10^{-16}$ Кл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соу С. Динамика заряженных суспензий.— М.: Мир, 1975.
2. Седова Г. Л., Черный Л. Т. Уравнения электрогидродинамики слабоионизованных аэрозолей с диффузионной зарядкой частиц дисперсной фазы // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1986.— № 1.
3. Филиппов А. В. Исследование процесса зарядки аэрозольных частиц в электрическом поле с учетом диффузии ионов // Там же.
4. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения.— М.: Наука, 1983.
5. Ушаков В. В., Франчук Г. М. Зарядка аэрозольных частиц в одномерном электрогазодинамическом потоке // Магнитн. гидродинамика.— 1973.— № 2.
6. Васильева Н. Л., Черный Л. Т. Электризация аэрозольных частиц при движении в одномерном коронном разряде // ПМТФ.— 1982.— № 4.
7. Найфэ А. Методы возмущений.— М.: Мир, 1976.
8. Klett J. D. Ion transport to cloud droplets by diffusion and conduction and the resulting droplet charge distribution // J. Atmos. Sci.— 1971.— V. 28.— P. 78.

9. Васильева Н. Л., Седова Г. Л., Филиппов А. В., Черный Л. Т. Электродинамические течения слабоионизованных аэрозолей с учетом зарядки частиц дисперсной фазы // VI Всесоюз. съезд по теор. и прикл. механике: Аннотации докл. — Ташкент, 1986.

Поступила 27/III 1987 г.

УДК 533.6 011

ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТРУБЕ ПРИ СФЕРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ

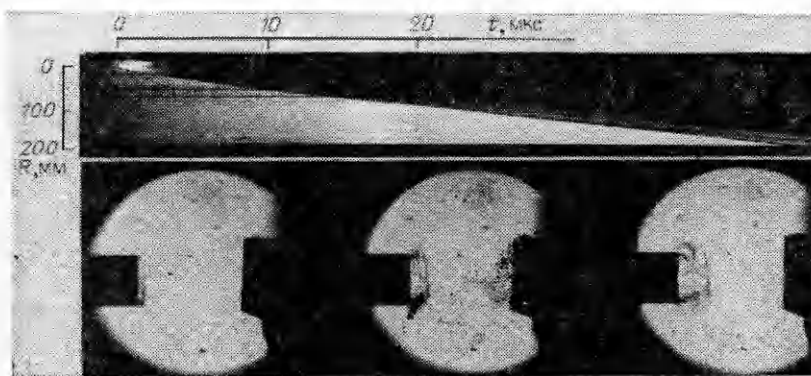
Э. К. Андержанов, Б. Д. Христофоров
(Москва)

В [1] получены эмпирические зависимости параметров ударных волн (УВ) в трубах при взрыве сосредоточенных зарядов ВВ в воздухе, справедливые на больших расстояниях от центра взрыва, где поршневым действием его продуктов можно пренебречь, а сферическая УВ трансформируется в плоскую. Ниже приведены результаты экспериментального исследования ближней зоны взрыва. Численное решение такой трехмерной нелинейной и нестационарной задачи затруднительно из-за необходимости учета сложной картины взаимодействия прямой и отраженных от стенок УВ, возникающих при этом гидродинамических неустойчивостей у оси трубы, а также реальных свойств среды, состоящей из воздуха, перемешанного с продуктами взрыва из-за неустойчивости Рэлея — Тейлора.

В опытах использовались толстостенные металлические трубы радиусом $r = 1,5$ и $1,9$ см, в которых взрывались сферические заряды из тэна массой $M = 0,8$ и $2,5$ г ($\rho = 1,6$ г/см³), расположенные на оси трубы. Иницирование осуществлялось в центре заряда, где размещался инициатор с малой навеской азида свинца, электрическим взрывом манганиновой проволоки толщиной $0,05$ мм, пронизывающей заряд.

Движение фронта УВ фотографировалось камерой СФР-2М, сопряженной с теневой установкой, через продольное окно в трубах в варианте фоторегистрации. Выход УВ из труб разной длины и картина гидродинамического течения регистрировались в варианте лупы времени. По этим данным построены годографы $R(t)$ фронта УВ в трубах и определены его параметры. При обработке экспериментальных результатов учитывался разброс слоя ВВ, который для используемых зарядов составил $\sim 0,2$ мм [2].

На рис. 1 приведены фотографии УВ в трубе по результатам целевой регистрации и покадровой съемки (справа на кадрах видно зеркало, с помощью которого регистрировался момент иницирования, время между кадрами 4 мкс), а на рис. 2—4 — измеренные годографы УВ для различных условий взрыва. Для выяснения условий формирования УВ в трубе и определения эмпирических зависимостей для параметров ее фрон-



Р и с. 1