

P13-2008-116

О. Г. Бузыкин\*, А. В. Казаков\*, Е. Н. Кулагин, С. А. Куликов,  
Д. Е. Шабалин, Е. П. Шабалин

**О ПНЕВМОТРАНСПОРТИРОВКЕ ТВЕРДЫХ ШАРИКОВ  
ХОЛОДНОГО ЗАМЕДЛИТЕЛЯ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в журнал «Прикладная механика и техническая физика»

---

\*ЦАГИ им. проф. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский

Бузыкин О. Г. и др.  
О пневмотранспортировке твердых шариков  
холодного замедлителя нейтронов

P13-2008-116

Приводятся результаты численного моделирования обтекания и движения идеально гладкого одиночного шарика по гладкой трубе пневмотрассы с отношением диаметра шарика и трубы 0,3 с определением коэффициентов аэродинамических сил и моментов, действующих на шарик. Получены аналитические решения с использованием этих коэффициентов. Экспериментальные исследования движения шарика на модельной трассе показали возможность применения аналитического решения для реальной пневмотрассы только на этапе разгона шарика до 30–40 % от средней по сечению трубы скорости газа. При больших скоростях наблюдается нерегулярное движение шарика — с попеременными ускорением и замедлением, связанное с шероховатостью стенок трубы и отклонением формы шарика от сферической.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Busykin O. G. et al.  
On Pneumatic Conveying of Solid Beads  
of a Cold Neutron Moderator

P13-2008-116

Results of numerical modeling of aerodynamics and movement of an ideal smooth single ball conveying pneumatically inside a cylindrical pipe, including aerodynamical forces and angular momentum coefficients, are presented. Ratio of a diameter of the ball to that of the pipe was as much as 0.3. Analytic solutions of a transport equation using calculated coefficients were derived as well. Experiments on a simulating conveying pipe have approved analytical approach for movement of a spherical bead through a cylindrical pipe but for initial stage of acceleration where speed of a ball is up to 30–40% of an averaged gas velocity. At higher speed of a ball, nonregularity of its movement, that is, alternation of acceleration and deceleration, appears to be inevitable. Reason of it is roughness of pipe walls and deviation of bead shape from spherical one.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

## ВВЕДЕНИЕ

В ядерных реакторах, используемых для исследований конденсированных сред методами рассеяния медленных нейтронов [1–3], непосредственным источником нейтронов служат «холодные замедлители» [4–7]. По одной из новейших концепций такой замедлитель представляет собой камеру, заполняемую рабочим телом в виде твердых шариков ароматических углеводородов (например, мезитилена), охлаждаемых газообразным гелием при температуре 20–30 К. Преимущество использования такого рода замедлителей, помимо их нейтронно-физических свойств, состоит в возможности быстрой дистанционной замены рабочего тела замедлителя после выработки им своего ресурса. Заполнение камеры замедлителя шариками в процессе работы реактора предполагается производить путем их транспортировки по пневмотрассам, с гелием в качестве несущего газа. При этом, с одной стороны, ввиду малой ударной прочности шариков скорость их транспортировки не должна превосходить определенного предела, а с другой стороны, не может быть очень малой в силу ограничений на время загрузки камеры. Поэтому важным моментом при разработке пневматической транспортировки шариков является определение характера и скорости их движения по пневмотрассе, начиная с этапа разгона после их введения в трассу через специальный шлюз. Характер движения шариков будет зависеть от разгона и раскрутки шариков на этапе прохождения ими шлюза и ввода в трассу и от дальнейшего движения, определяемого трением о стенки трубы и аэродинамическими силами, действующими на шарик на всем его пути.

Реальный характер движения шарика в трубе может оказаться достаточно сложным в силу возможности отклонения его траектории от вертикальной плоскости и нерегулярности самого движения (прыжки), которые могут быть обусловлены неровностями трубы, отклонением формы шарика от сферы и другими возмущающими факторами. Оценить их влияние можно путем сопоставления результатов математического моделирования простейшей формы регулярного движения шарика с данными тестовых экспериментов, проводимых в лабораторных условиях.

Целью данной работы является определение параметров движения одиночного идеального шарика по пневмотрассе на основе расчетов аэродинамических характеристик при его стационарном и нестационарном движении по

прямой трубе круглого сечения, а также сравнение расчетных характеристик движения шарика с экспериментальными данными.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И КРИТЕРИИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ШАРИКОВ

Ввиду трудности изучения пневмотранспорта холодных мезитиленовых шариков потоком гелия в реальной транспортной системе возникает необходимость модельных экспериментов в лабораторных условиях. Рассмотрим движение идеального шарика в наклонной трубе круглого сечения. На рис. 1 указаны оси координат и направление сил, действующих на шарик в потоке газа. Здесь  $m$  — масса шарика;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $F_x$  и  $F_y$  — составляющие аэродинамической силы, лежащие в плоскости движения шарика соответственно вдоль направления его скорости и по нормали к ней. Предполагается, что прямолинейная траектория движения шарика и ось трубы лежат в вертикальной плоскости. Скорость движения шарика  $V_{\text{ball}}$  при отсутствии его вращения можно описать следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{dV_{\text{ball}}}{dt} = & -g(\sin(\alpha) + k \cdot \cos(\alpha)) + 0,75 \cdot \left( \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}}} \right) \cdot V_{\text{gas}}^2 \times \\ & \times C_X \left( \frac{V_{\text{ball}} - V_{\text{gas}}}{V_{\text{gas}}}, Re_{\text{pipe}}, \frac{d_{\text{ball}}}{d_{\text{pipe}}} \right) + 0,75 \cdot k \cdot \left( \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}}} \right) \cdot V_{\text{gas}}^2 \times \\ & \times C_Y \left( \frac{V_{\text{ball}} - V_{\text{gas}}}{V_{\text{gas}}}, Re_{\text{pipe}}, \frac{d_{\text{ball}}}{d_{\text{pipe}}} \right), \quad (1) \end{aligned}$$

где  $\alpha$  — угол наклона оси трубы к горизонту;  $k$  — коэффициент трения скольжения;  $Re_{\text{pipe}}$  — характерное число Рейнольдса, рассчитанное по сред-

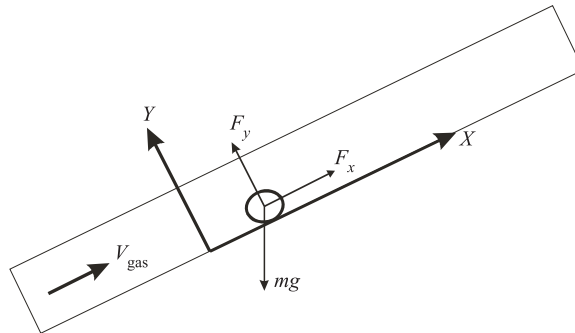


Рис. 1. Направление аэродинамических сил и осей в используемой декартовой системе координат

ней скорости газа и диаметру трубы;  $V_{\text{gas}}$  — скорость потока газа, а именно среднее ее значение по сечению трубы. Аэродинамические силы, действующие на шарик, выражены в (1) через безразмерные коэффициенты сил:

$$C_x = \frac{2F_x}{\rho_{\text{gas}} V_{\text{gas}}^2 \pi R_{\text{ball}}^2}; \quad C_y = \frac{2F_y}{\rho_{\text{gas}} V_{\text{gas}}^2 \pi R_{\text{ball}}^2}. \quad (2)$$

Можно ввести безразмерные переменные:

$$V_{\text{ball}} = V_{\text{gas}} \bar{V}_{\text{ball}}; \quad t = \left( \frac{V_{\text{gas}}}{g} \right) \bar{t}. \quad (3)$$

Тогда уравнение (1) в безразмерных переменных (3) для постоянного значения геометрического параметра  $d_{\text{ball}}/d_{\text{pipe}}$  примет вид

$$\frac{d\bar{V}_{\text{ball}}}{d\bar{t}} = -(\sin(\alpha) + k \cos(\alpha)) + C_1 C_X(\bar{V}_{\text{ball}}, \text{Re}_{\text{pipe}}) + k C_1 C_Y(\bar{V}_{\text{ball}}, \text{Re}_{\text{pipe}}), \quad (4)$$

где

$$C_1 = 0,75 \left( \frac{\rho_{\text{gas}} V_{\text{gas}}^2}{\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}} g} \right).$$

Аналогично, при полном отсутствии скольжения и качении шарика можно по известным из аэродинамического расчета силам и моменту, действующим на вращающийся шарик со стороны газового потока, определить силу трения качения и рассчитать все движение. Уравнения движения шарика в этом случае могут быть записаны в виде

$$m_{\text{ball}} \frac{dV_{\text{ball}}}{dt} = F_X - m_{\text{ball}} g \sin(\alpha) + F_{\text{frict}}, \quad J \frac{d\omega}{dt} = M_Z + F_{\text{frict}} R_{\text{ball}},$$

где

$$J = \frac{2}{5} m_{\text{ball}} R_{\text{ball}}^2; \quad \omega = -\frac{V_{\text{ball}}}{R_{\text{ball}}}.$$

Здесь  $F_x$ ,  $M_z$  — соответственно продольная аэродинамическая сила и момент, действующие на шарик со стороны потока газа. В безразмерных переменных (3), исключая неизвестную величину — силу трения качения шарика  $F_{\text{frict}}$ , уравнение продольного движения шарика вдоль трубы можно записать в виде

$$\frac{d\bar{V}_{\text{ball}}}{d\bar{t}} = -\frac{5}{7} [\sin(\alpha) - C_1 C_X(\bar{V}_{\text{ball}}, \text{Re}_{\text{pipe}}) + C_1 C_{mz}(\bar{V}_{\text{ball}}, \text{Re}_{\text{pipe}})]. \quad (5)$$

Здесь использованы обозначения для коэффициентов продольной силы и момента, заданных в виде

$$C_x = \frac{2F_x}{\rho_{\text{gas}} V_{\text{gas}}^2 \pi R_{\text{ball}}^2}; \quad C_m = \frac{2M_z}{\rho_{\text{gas}} V_{\text{gas}}^2 \pi R_{\text{ball}}^3}.$$

Таким образом, можно полагать, что характер движения шариков и его скорость относительно потока газа будут в основном определяться отношением  $d_{\text{ball}}/d_{\text{pipe}}$ , числом Рейнольдса, построенным по диаметру шарика (или диаметру трубы), и величиной безразмерного комплекса  $C_1 = 0,75(\rho_{\text{gas}} V_{\text{gas}}^2 / \rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}} g)$ . Так как предельная скорость газа определяется из соображений ударной прочности шариков, длины трассы и характерных ограничений на время заполнения камеры, то вышеназванные параметры и являются параметрами «подобия» задачи. Поэтому все лабораторные исследования проводились для стеклянных шариков в стеклянной трубке, диаметры которых были равны соответственно 5 и 17,3 мм, при транспортировке потоком газообразного азота комнатной температуры. Выбор газа и материала шариков объясняется тем, что комплекс  $\rho_{\text{gas}}/(\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}})$  и число Рейнольдса близки для случая транспортировки шариков из стекла азотом комнатной температуры и для практически важного случая движения шариков из твердого мезитилена потоком гелия с температурой 80 К: для азота  $\rho_{\text{gas}} = 1,25$ ;  $\nu_{\text{gas}} = 1,43 \cdot 10^{-5}$ ;  $\rho_{\text{gas}}/\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}} = 0,11$ , для гелия  $\rho_{\text{gas}} = 0,55$ ;  $\nu_{\text{gas}} = 1,69 \cdot 10^{-5}$ ;  $\rho_{\text{gas}}/\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}} = 0,11$ ; все величины указаны в единицах системы СИ при давлении 1,1 бар. Стеклянная трубка позволяла производить визуализацию и регистрацию движения шариков по трассе. Результаты моделирования транспортировки стеклянных шариков потоком азота могут быть использованы для описания движения шариков из мезитилена в потоке гелия в реальной транспортной системе. Небольшое, около 18 %, отличие в числах Рейнольдса при одинаковой скорости газа и диаметре трубы не существенно, так как течение газа при рассматриваемых скоростях (6–12 м/с) является турбулентным.

Измеренные значения коэффициентов трения скольжения стекла по стеклу (0,33) и твердого мезитилена по стали (0,5) таковы (см. раздел 2), что проскальзывание шарика при его движении в прямой трубе в вертикальной плоскости симметрии практически невозможно, и на большей части траектории шарик будет катиться. При движении в криволинейных участках трубы, когда коэффициент трения качения вследствие центробежной силы может оказаться близким или даже выше коэффициента трения скольжения, а также при движении шарика с «рысканием», возможно проскальзывание шарика. Теория такого нерегулярного движения в данной работе не рассматривается.

Итак, как видно из уравнений (1)–(5), для расчета движения шарика достаточно определить зависимость безразмерных коэффициентов сил и момента (или, что то же, ускорения) от скорости шарика в широком диапазоне

скоростей шарика. Эта задача решалась как на основе численного моделирования, так и экспериментально путем транспортировки шариков в стеклянной трубе потоком азота комнатной температуры.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Для определения искомой зависимости ускорение–скорость проводилась визуализация движения шарика по трубе. Продольные координаты шарика на всем пути движения в стеклянной трубе длиной 3,6 м регистрировались путем одновременной видеосъемки несколькими цифровыми фотокамерами с частотой кадров 30 в секунду и временем экспозиции 1/2000 с. Путем компьютерной обработки снятых видеоклипов определялись средние значения скорости шарика как за время 1/30 с (погрешность  $\pm 0,03$  м/с), так и на любом отрезке пути (на отрезке 0,5 м погрешность не превышала 1%). Аппаратная абсолютная погрешность среднего значения ускорения на отрезке 0,5 м составляла 0,1–0,2 м/с<sup>2</sup>. Однако в действительности разброс значений ускорения в одинаковых условиях опыта достигал 0,5–0,6 м/с<sup>2</sup>, что наиболее характерно для больших скоростей шарика более 2–3 м/с. Большой разброс оценки ускорения связан с возникающими при значительной скорости шарика нерегулярными колебаниями скорости из-за его «рысканий», то есть отклонения направления скорости шарика от оси трубы в горизонтальной плоскости

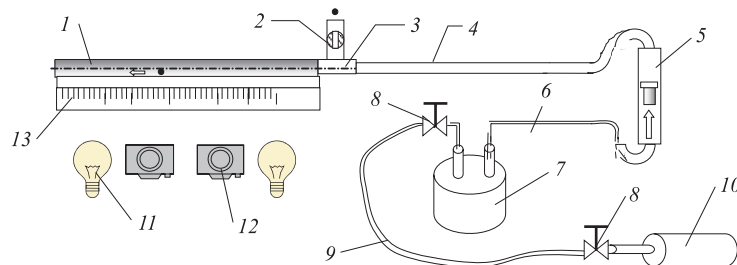


Рис. 2. Схема стенда для измерения параметров движения шарика в трубе в потоке газа: 1 — стеклянная трубка диаметром 17,3 мм, длина — 3,6 м; 2,3 — шлюз загрузки шарика с шаровым вентилем; 4 — гибкий участок подающего газопровода с малым давлением, диаметр 14 мм, длина 5 м; 5 — ротаметр; 6 — участок газопровода с большим гидравлическим сопротивлением; 7 — накопительная емкость объемом 63 л (совместно с нагрузкой 6 служит фильтром колебаний расхода газа); 8 — понижающие редукторы; 9 — участок подающего газопровода большого давления (около 10 бар); 10 — баллон со сжатым азотом ( $P \sim 30\text{--}60$  бар); 11 — осветительные прожекторы; 12 — кинофотокамеры; 13 — измерительная линейка

и прыжков (нерегулярных движений шарика в вертикальной плоскости) и потерей скорости при последующих ударах о поверхность трубы. Этот эффект ограничил диапазон значений скорости шарика для нахождения связи «скорость–ускорение» величиной  $\sim 50\%$  от скорости газа.

Так как длина экспериментальной трубы 3,6 м была недостаточна для набора шариком скорости более  $1/3$  от скорости газа, то диапазон скоростей в ряде опытов был расширен за счет наклона трубы к горизонту вниз на  $9\text{--}15^\circ$ .

Параметры движения шарика диаметром 5 мм в стеклянной трубе 17,3 мм были измерены при трех значениях средней скорости газа: 5, 8 и 11 м/с. Скорость газа контролировалась с помощью ротаметра с погрешностью около 5%. Ротаметр градуировался как по скорости снижения давления газа в питающей емкости, так и дифференциальным манометром с трубкой Пито.

Были проведены также опыты по определению коэффициента сопротивления покоящегося шарика  $C_{x0}$ , находящегося в наклоненной трубе (до  $40^\circ$ ) и удерживаемого в фиксированном положении потоком газа. Значение скорости газа, при которой шарик находится в покое при заданном угле наклона трубы, оценивалось как среднее между значением скорости, когда шарик начинает скатываться вниз, и скоростью, когда шарик начинает катиться вверх. Эта разность определяется трением покоя.

На отдельных установках измерялись коэффициенты трения скольжения и качения стекла по стеклу, стекла по стали, твердого мезитилена по стали (обычным методом скатывания с наклонной плоскости), а также коэффициенты восстановления скорости при ударе о стальную лист и стеклянную пластинку толщиной, равной толщине стенок труб, используемых для транспорта шариков (табл. 1).

С целью определения количественной характеристики влияния прыжков и отскоков шарика на его скорость были проведены также испытания по транспортировке шариков в модифицированной установке, где использовалась стальная труба длиной 11,4 м с внутренним диаметром 16 мм, состоящая из двух отрезков, состыкованных друг с другом без порогов. В этих опытах

**Таблица 1. Коэффициенты трения скольжения  $k_{sl}$  и коэффициенты восстановления скорости при ударе  $k_v$**

Материалы	$k_{sl}$	$k_v$ (шарик 5 мм по пластине 2 мм)
Стекло по стеклу (300 К)	$0,33 \pm 0,01$	$0,93 \pm 0,02$
Стекло по стали (300 К)	$0,404 \pm 0,01$	$0,775 \pm 0,015$
Мезитилен по стали (100 К)	$0,49 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,02$



измерялось распределение скорости шарика на выходе из трубы для значительного количества запусков (до 180).

### 3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ШАРИКА

Для анализа результатов опытов и для расчета скорости и времени пневмотранспорта шариков была построена упрощенная аналитическая модель его движения. С этой целью функции  $C_x$  и  $C_m$  аппроксимировались параболической зависимостью от отношения скорости шарика к скорости газа. Уравнение движения (5) тогда приобретает интегрируемый вид:

$$\frac{dV_{\text{ball}}}{dt} + 0,714g \sin(\alpha) = 0,525 \left( \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}}} \right) V_{\text{gas}}^2 C_{x0} \left( Re, \frac{d_{\text{ball}}}{d_{\text{pipe}}} \right) \cdot \Phi(V_{\text{ball}}/V_{\text{gas}}), \quad (6)$$

где  $\Phi(V_{\text{ball}}/V_{\text{gas}}) = (1 - aV_{\text{ball}}/V_{\text{gas}} + b(V_{\text{ball}}/V_{\text{gas}})^2)$ , а коэффициент  $C_{x0} = C_x(0) + C_m(0)$ . Относительная скорость шарика при  $b \neq 0$  определится выражением

$$\bar{V}_{\text{ball}} = \frac{Y_- \cdot (\bar{V}_{\text{ball}0} - Y_+) - Y_+ \cdot (\bar{V}_{\text{ball}0} - Y_-) \cdot \exp(\gamma \cdot t)}{(\bar{V}_{\text{ball}0} - Y_+) - (\bar{V}_{\text{ball}0} - Y_-) \cdot \exp(\gamma \cdot t)}. \quad (7)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\bar{V}_{\text{ball}} = \frac{V_{\text{ball}}}{V_{\text{gas}}}, \quad \bar{V}_{\text{ball}0} = \frac{V_{\text{ball}}(t=0)}{V_{\text{gas}}}; \quad \gamma = -\frac{F_{x0}}{V_{\text{gas}}} \sqrt{a^2 + 4b \left( \frac{g \sin \alpha}{1,4F_{x0}} - 1 \right)},$$

$$F_{x0} = 0,525 \cdot \left( \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{ball}} d_{\text{ball}}} \right) \cdot V_{\text{gas}}^2 \cdot C_{x0}; \quad Y_{\pm} = \frac{a \pm \sqrt{a^2 + 4b \cdot \left( \frac{g \sin \alpha}{1,4F_{x0}} - 1 \right)}}{2b}.$$

Для пройденного пути получим выражение

$$x(t) = (V_{\text{gas}}/\gamma) (Y_+ - Y_-) \cdot \ln \left( \frac{(\bar{V}_{\text{ball}0} - Y_-) \cdot \exp(\gamma t) + Y_+ - \bar{V}_{\text{ball}}(Y_+ - Y_-)}{0} \right) + Y_- \cdot V_{\text{gas}} t. \quad (8)$$

Если  $b = 0$  (это приближение можно использовать в узком интервале скоростей шарика), то решение уравнения (6) имеет простой вид:

$$V_{\text{ball}} = V_{\text{ass}} + (V_{\text{ball}}(0) - V_{\text{ass}}) \cdot \exp(\gamma_0 t), \quad (9)$$

где  $\gamma_0 = -aF_{x0}/V_{\text{gas}}$ ,  $V_{\text{ass}} = (V_{\text{gas}}/a) \cdot (1 - \frac{g \sin \alpha}{1,4F_{x0}})$ . Для пройденного пути

$$x_{\text{ball}}(t) = V_{\text{ass}} \cdot t - \frac{(V_{\text{ball}}(0) - V_{\text{ass}}) \cdot (1 - \exp(\gamma_0 t))}{\gamma_0}. \quad (10)$$

Аналитические решения (7)–(10) могут быть использованы для анализа движения шарика как в модельных экспериментах, так и в натуральных условиях. Следует отметить, что константы  $a$  и  $b$ , определяющие зависимость ускорения шарика от его относительной скорости, по сути могут быть определены только на основе численного моделирования аэродинамических сил и моментов, действующих на шарик в трубе в потоке газа — использовать данные эксперимента невозможно из-за большой погрешности измерения ускорения.

#### 4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК И ДВИЖЕНИЯ ШАРИКА

Численное моделирование движения шарика по трубе проводилось для двух предельных случаев: движение шарика без вращения (скользящий по трубе шарик, что соответствует малому коэффициенту трения) и с учетом вращения в случае катящегося без проскальзывания шарика. Этап ввода шарика в поток не рассматривался и считалось, что шарик начинает двигаться из состояния полного покоя. При этом в начальный момент времени на шарик, покоящийся относительно потока, действует со стороны газового потока максимальная продольная сила, обеспечивающая ускорение шарика вдоль оси трубы. Затем наличие трения о стенку трубы и момента сил, действующего со стороны газа, приводит к появлению вращения шарика; при реальных значениях коэффициента трения шарик проскальзывает только на небольшом отрезке времени в начале своей траектории. Поэтому второй предельный случай, а именно качение шарика по трубе без проскальзывания, представляет наибольший интерес.

Расчеты аэродинамических сил и моментов, действующих на шарик, проводились при его установившемся движении вдоль трубы с заданной скоростью при двух значениях средней по сечению скорости газа в пневмотрассе  $V_{\text{gas}} = 8$  и  $11$  м/с. Геометрические параметры и параметры потока были заданы следующими: диаметр трубы и шарика —  $D_{\text{tube}} = 17$  мм и  $D_{\text{ball}} = 5$  мм соответственно; в качестве несущего газа был взят, согласно выводам раздела 1, азот при температуре на входе  $T = 300$  К, давлении  $P = 1,01325$  бар с постоянным объемным расходом  $Q = 1,8$  л/с (средняя по сечению скорость газа  $V_{\text{gas}} = 8$  м/с, как наиболее характерная для экспериментальных условий) и  $Q = 2,5$  л/с ( $V_{\text{gas}} = 11$  м/с). Скорость движения шарика задавалась в диапазоне  $0 \leq V_{\text{ball}} \leq V_{\text{gas}}$ . Установившиеся профили скорости и турбулентности

газа в начальном поперечном сечении трубы рассчитывались отдельно для пустой трубы и использовались в качестве начальных граничных условий для входного сечения расчетной области участка трубы с расположенным в нем шариком. Поскольку плотность материала шарика много больше плотности газа, нестационарный характер обтекания в процессе разгона мало влияет на аэродинамические силы и моменты в силу того, что характерное время изменения скорости шарика значительно превосходит время установления обтекания и аэродинамических сил. Таким образом, полученные в расчетах стационарного обтекания значения сил и моментов при  $V_{ball} = const$  можно использовать для расчета движения шарика по трубе, начиная с момента его старта до выхода на максимальную скорость.

Все расчеты аэродинамических сил и моментов проводились в системе координат, связанной с центром шарика (см. рис. 1). Согласно результатам расчетов, аэродинамические силы и момент, действующие на шарик со стороны газа, изменяются в зависимости от скорости движения шарика вдоль трубы так, как показано на рис. 3, где представлены зависимости  $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_m$  от скорости шарика для  $V_{gas} = 8 \text{ м/с}$ .

Характерное значение числа Рейнольдса для скорости газа 11 м/с оказывается равным  $Re_{ball} = 7070$ , и поэтому величины аэродинамических сил и

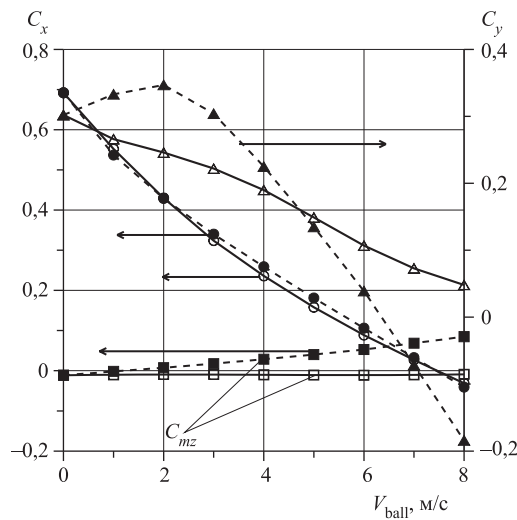


Рис. 3. Зависимости коэффициентов продольной (кружки) и нормальной (треугольники) сил и коэффициента  $C_m$ , действующих на шарик, от скорости его движения при скорости газа 8 м/с; темные символы соответствуют качению шарика без проскальзывания, светлые — полному отсутствию вращения

моментов лишь незначительно отличаются от своих значений при скорости газа 8 м/с, когда  $Re_{ball} = 5150$ . Число Рейнольдса рассчитано по характерным значениям плотности и динамической вязкости газа ( $T = 300$  К, давление  $P = 1,01325$  бар, плотность —  $1,14$  кг/м<sup>3</sup>, динамическая вязкость —  $1,77 \cdot 10^{-5}$  кг/м/с), диаметру шарика и средней скорости газа во входном сечении. На рис. 4 приведено сравнение зависимостей коэффициента продольной составляющей аэродинамической силы  $C_x$  для двух значений скорости газа ( $V_{gas} = 8,0$  и  $11,0$  м/с) от величины относительной скорости шарика  $\bar{V}_{ball} = V_{ball}/V_{gas}$ .

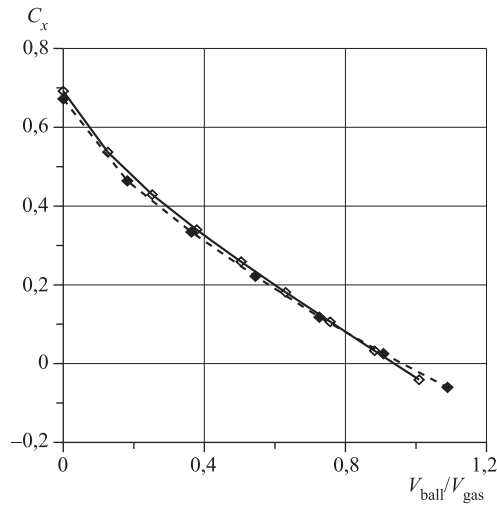


Рис. 4. Коэффициент продольной силы, действующей на шарик при скорости газа  $V_{gas} = 8,0$  м/с — сплошная линия (светлые квадраты) и  $V_{gas} = 11,0$  м/с — пунктир (темные квадраты), в зависимости от относительной скорости шарика

Полученные аэродинамические силы и моменты использовались при расчете скорости движения шарика и пройденного им расстояния вдоль оси прямой трубы. Интегрирование уравнения (4) для  $\alpha = 0$  дает зависимости скорости скользящего шарика от времени, которая при значениях коэффициента трения скольжения  $k \leq 0,15$  представлена на рис. 5. На рис. 6 даны расчетные данные по движению катящегося без проскальзывания шарика согласно уравнению (5). Нетрудно видеть, что максимальное значение скорости движения вдоль трубы при увеличенном значении расхода газа возрастает, а зависимости скорости движения шарика без проскальзывания от времени при расходе  $Q = 2,5$  л/с аналогичны зависимостям, полученным для  $Q = 1,8$  л/с.

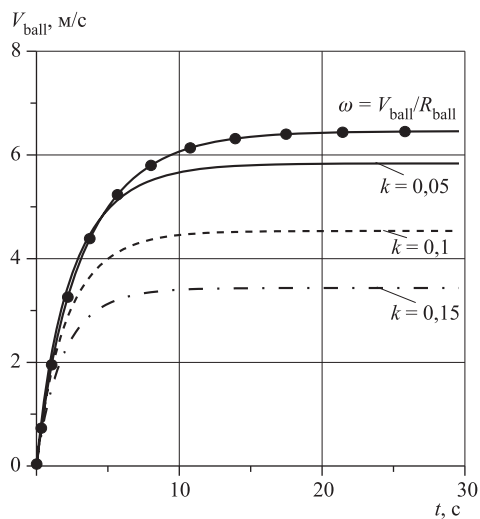


Рис. 5. Зависимость скорости шарика от времени его движения в трубе с проскальзыванием (кривые для различных значений коэффициента трения  $k = 0,05$ ,  $k = 0,1$ ,  $k = 0,15$ ) и при его качении без проскальзывания (кривая отмечена кружочками) при скорости газа  $V_{gas} = 8$  м/с

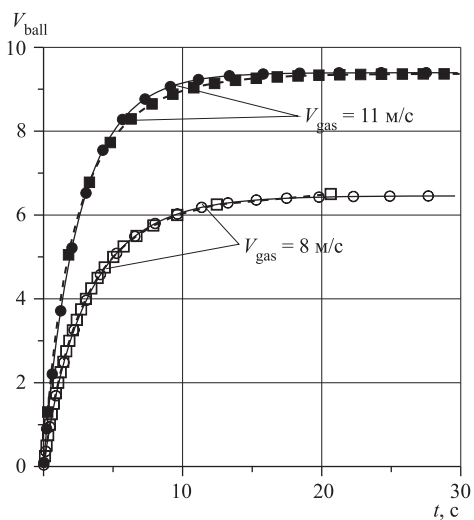


Рис. 6. Сравнение зависимостей скорости шарика (в размерных величинах) от времени при его качении в трубе без проскальзывания при скоростях газа  $V_{gas} = 8$  и  $11$  м/с. Кружочки — численное решение, квадратики — аналитическое решение

Слабое отличие зависимостей коэффициентов сил и момента от скорости движения шарика вдоль трубы при различных объемных расходах газа делает целесообразным использование упрощенной модели движения шарика по трубе, в которой коэффициенты сил и момента задаются приближенными аналитическими зависимостями от относительной скорости шарика (см. раздел 3).

Сравнение приближенных аналитических решений с результатами, полученными численным интегрированием уравнений движения, для нулевого угла наклона трубы к горизонту дано на рис. 6. Отметим, что для определения констант в функции  $\Phi(V_{\text{ball}}/V_{\text{gas}})$  в аналитическом решении использованы расчетные зависимости  $C_x(v/v_{\text{gas}})$  и  $C_m(v/v_{\text{gas}})$  для катящегося шарика, представленные на рис. 3 и 4.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Хорошее совпадение аналитических кривых и численных расчетов показывает, что упрощенное уравнение движения шарика (6) может быть использовано как для предварительного анализа и сопоставления с экспериментом, так и для определения характеристик транспортной системы на этапе проектирования. Тем не менее, представленные в разделах 3 и 4 модели движения шарика требовали экспериментальной проверки как с точки зрения верификации полученных результатов, так и для оценки влияния неучтенных в этих упрощенных моделях факторов: нерегулярность движения шарика, его колебания и хаотические отклонения от движения вдоль оси трубы, шероховатость стенок трубы, отклонения шарообразной формы и так далее. Исходными данными для определения скорости и координаты от времени являются зависимости ускорения шарика от параметров его движения в потоке газа. Поэтому в экспериментальных исследованиях основная задача состояла в определении зависимости ускорения шарика от его скорости при движении по трубе.

На начальном этапе проводились эксперименты по определению коэффициентов сопротивления покоящегося шарика для диаметра шарика 5 мм и трубы — 17,3 мм, приведенные в табл. 2, причем в этом случае скорость потока подбиралась такой, чтобы обеспечить висение шарика в наклонной трубе.

Как нетрудно видеть, газодинамические силы оказались на 10–15 % выше, чем предсказывает теория (см. табл. 2). Это связано с тем, что покоящийся в круглой трубе шарик на самом деле колеблется в потоке газа, совершая маятниковые движения вверх–вниз по окружности трубы. В результате эффективное трение качения в покое оказывается много больше истинного (которое обычно считается равным 0,01 от трения скольжения, т. е. примерно 0,003).

Таблица 2.

Условия измерения	Теория для гладкой трубы	Эксперимент
Стекланный шарик чистый, скорость газа 5 м/с	0,715	$0,795 \pm 0,025$
Стекланный шарик чистый, скорость газа 8 м/с	0,70	$0,795 \pm 0,025$
Стекланный шарик, покрашенный сажей	—	$0,857 \pm 0,025$

Шарики, покрытые тонким слоем сажи, имеют большее газодинамическое сопротивление из-за шероховатости поверхности.

Результаты опытов по пневмотранспорту стекланных шариков на установке со стекланный трубой суммированы на рис. 7, *a–в*. Приведенные данные получены по результатам обработки пусков шариков, которые делались при трех значениях средней скорости газа: 5, 8, и 11 м/с. Всего было сделано более сотни пусков, получено более 3000 снимков. На этих же графиках показаны теоретические данные, полученные по упрощенной модели движения шарика (раздел 4). Как видно из рис. 7, расчетные ускорения шарика (и, соответственно, действующие на шарик силы), усредненные по многим пускам, при заданной его скорости согласуются с экспериментом (в пределах погрешности измерений, которая значительна) только в узком диапазоне 20–40 % от скорости газа, если предположить качение шарика. При скорости шарика в районе 40–50 % от скорости газа ускорение падает быстрее, чем предсказывает теория, и уже при скорости около или немного выше 50 % становится даже отрицательным.

Практически во всем диапазоне скоростей движение шарика нерегулярно, подвержено то замедлению, то ускорению (рис. 8). Это происходит вследствие возникновения составляющей скорости шарика, ортогональной к оси трубы, и последующих его столкновений со стенками трубы. Это подтверждается данными пьезоэлектрических датчиков, установленных на стекланный трубе, которые показали наличие ударных импульсов как раз в такие моменты, когда шарик терял скорость.

Наиболее вероятной причиной потери скорости шарика является шероховатость трубы (и шарика). Наличие отдельных, достаточно высоких неровностей (порядка 10 мкм), выступающих над средним уровнем «гор», вызывает подскоки шарика и потерю скорости при последующих прыжках. Безусловно, эти события случайны, и в результате терминальная скорость шарика, измеренная на выходе из стальной трубы, испытывает флуктуации.

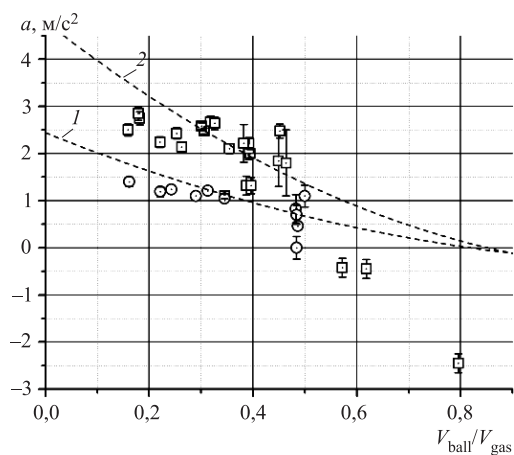


Рис. 7. Зависимость ускорения стеклянного шарика диаметром 5 мм от его скорости при качении в стеклянной трубе диаметром 17,3 мм при скорости газа азота 8 м/с (кружки, эксперимент) и 11 м/с (квадраты, эксперимент); пунктирные линии — расчет для гладкой трубы

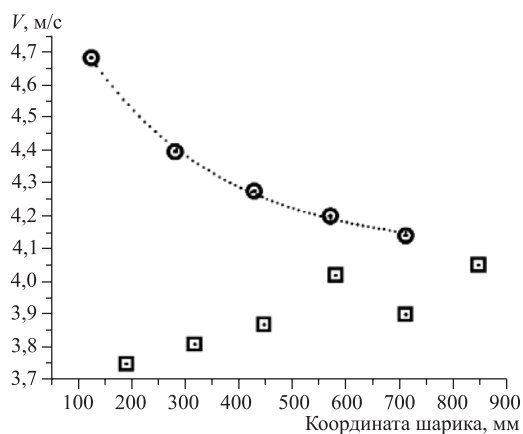


Рис. 8. Примеры нерегулярного поведения скорости шарика на небольшом отрезке пути при скорости газа 8 м/с. Кружки — внезапное длительное торможение, квадраты — кратковременное торможение

В опытах по транспорту стеклянных шариков в стальной трубе длиной 11,4 м измеряли скорость шарика на выходе из трубы для большого количества пусков и находили распределение скорости. Результаты даны на рис. 9



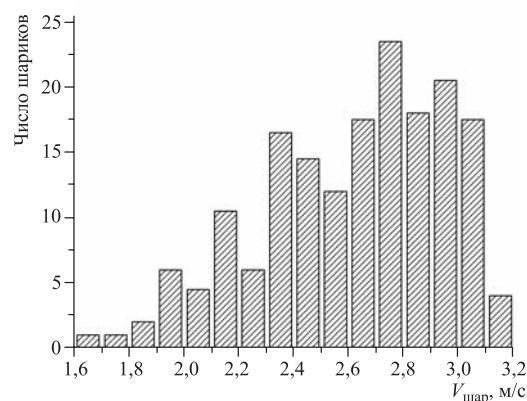


Рис. 9. Распределение конечной скорости стеклянного шарика диаметром 5 мм после ускорения в стальной трубе длиной 11,4 м, диаметром 16 мм, потоком газа азота со средней скоростью 6 м/с

для скорости газа 6 м/с. Максимальная скорость шарика после ускорения на длине 11,4 м, достигала 3,15 м/с, что только на 6 % меньше, чем должно быть по теории движения по гладкой трубе (формулы раздела 3); при этом минимальная скорость составила только 1,65 м/с. Можно ожидать, что разброс времени прохождения всей дистанции будет значительно меньше разброса скоростей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы позволяют сделать следующие выводы:

- численное моделирование обтекания и движения идеально гладкого одиночного шарика по гладкой трубе пневмотрассы с заданным отношением диаметров шарика и трубы показало, что коэффициенты аэродинамических сил и моментов, действующих на шарик со стороны транспортирующего газа, слабо зависят от скорости газа и определяются относительной скоростью шарика и газа;

- аналитическое решение, использующее эти теоретические коэффициенты, достаточно хорошо описывает этап разгона шарика до 30–40 % от средней по сечению трубы скорости газа, что показывают экспериментальные исследования движения шарика на модельной трассе;

- при скоростях более 40–50 % наблюдается нерегулярное движение шарика — с попеременными ускорением и замедлением. При замедлении

шарик движется прыжками, что объясняется шероховатостью стенок трубы и отклонением формы шарика от сферической;

— при разработке и проектировании пневмотрассы для загрузки шариков замороженных углеводородов в камеру холодного замедлителя нейтронов разработанный в данной работе подход должен быть дополнен теоретической моделью нерегулярного движения шарика с учетом неидеальности трубы и самого шарика, а также детальными натурными экспериментами с измерением времени прохождения шарика по пневмотрассе, соответствующей реальной геометрии.

Авторы благодарны М. В. Булавину, К. А. Мухину и Е. А. Стрелковой за участие в проведении и обработке опытов по транспортировке шариков и ФАЛТ МФТИ за техническую поддержку в рамках гранта Министерства образования и науки по поддержке высшей школы (ВЦП РНПВШ 2.1.1 №5904); часть работы выполнена по контракту с МАГАТЭ No. 14197/R0.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Carpenter J. M., Mason T. E.* A long-wavelength target station for the spallation neutron source // Nucl. Instr. Meth. in Physics Research A. 2005. V. 545. P. 1–19.
2. *Аксенов В. Л.* Ядерный импульсный реактор // Наука в России. 2002. № 6. С. 26–31.
3. *Bauer G.S.* Some General Reflections on ‘Long Pulse’ Neutron Sources // Journal of Neutron Research, 1996. V. 3. P. 253–271.
4. *Belyakov A. A., Melikhov V. V., Pepelyoshev Yu. N., Shabalin E. P.* Solid methane cold moderator at the IBR-2 reactor // Journal of Neutron Research, 1996. V. 3. P. 209–221.
5. *Куликов С. А., Шабалин Е. П.* Сравнение эффективности материалов холодных замедлителей нейтронов для реактора ИБР-2М. Сообщение ОИЯИ Р17-2005-222. Дубна, 2005.
6. *Шабалин Е. П.* Холодный замедлитель нейтронов // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 6. С. 1425
7. *Куликов С. А., Шабалин Е. П.* Холодный замедлитель нейтронов на основе ароматических углеводородов. Сообщение ОИЯИ Р13-2004-73. Дубна, 2004.

Получено 6 августа 2008 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 29.09.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,18. Уч.-изд. л. 1,41. Тираж 310 экз. Заказ № 56325.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)