

Метод исследования влияния вдува газа с поверхности твердой сферы на коэффициент сопротивления

В.А. Архипов, С.А. Басалаев, В.Д. Гольдин,
К.Г. Перфильева[✉], А.С. Усанина*

*Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

Поступила в редакцию 21.02.2022 г.;
после доработки 21.03.2022 г.;
принята к печати 11.04.2022 г.

Предложено два метода исследования влияния истечения массы с поверхности частицы на ее коэффициент сопротивления в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Для реализации метода разработаны две экспериментальные установки, на которых проведено исследование влияния вдува воздуха с поверхности твердой перфорированной сферы на коэффициент сопротивления в широком диапазоне $Re = 133 \div 9900$ при различных скоростях вдуваемого потока. Показано, что по мере увеличения скорости вдуваемого с поверхности твердой сферической частицы газа коэффициент сопротивления частицы уменьшается. Методом регрессионного анализа получена эмпирическая формула для расчета коэффициента сопротивления твердой сферы в автоматическом режиме в зависимости от соотношения скорости вдува газа и скорости обдуваемого потока.

Ключевые слова: твердая сфера, вдув газа, коэффициент сопротивления, число Рейнольдса, переходный режим течения, автоматический режим течения, экспериментальное исследование; solid sphere, gas injection, drag coefficient, Reynolds number, transitional flow regime, self-similar flow regime, experimental study.

Введение

Исследование закономерностей испарения жидкокапельных аэрозолей имеет практическое значение в задачах метеорологии, при моделировании атмосферных процессов, при проектировании энергетических устройств, в вопросах экологии, оптимизации технологий пожаротушения и в ряде других прикладных задач [1, 2]. При испарении аэрозольных частиц происходит вдув газообразных продуктов испарения в обтекающий поток. Взаимодействие обтекающего потока с потоком газа с поверхности частицы может существенно повлиять на ее коэффициент сопротивления. В настоящее время большая часть работ по этой тематике связана с численными методами решения задачи обтекания.

Экспериментальные данные разных авторов показывают, что испарение (или горение) вещества частицы существенно снижает ее коэффициент сопротивления [3–8]. При анализе опубликованных

результатов следует иметь в виду, что они получены, как правило, в неизотермических условиях и при наличии ускорения частицы. При этом выделить в чистом виде влияние потока массы от поверхности частицы достаточно трудно.

В [3, 4, 8] предложены зависимости для расчета коэффициента сопротивления частицы C_D в условиях оттока массы с ее поверхности при малых значениях числа Рейнольдса:

$$C_D = k(Re, Re_s)C_{D_0},$$

где $k(Re, Re_s) < 1$ – функция чисел Рейнольдса основного потока $Re = \rho u D / \mu$ и потока газа с поверхности частицы $Re_s = \rho_s u_s D / \mu_s$; C_{D_0} – коэффициент сопротивления без учета оттока массы с поверхности частицы; ρ, μ – плотность и коэффициент динамической вязкости обтекающего потока; u – скорость обтекающего потока; D – диаметр аэрозольной частицы; ρ_s, μ_s – плотность и коэффициент динамической вязкости потока паров с поверхности частицы; u_s – скорость оттекающего от поверхности частицы потока.

Цель настоящей работы – определение коэффициента сопротивления сферической частицы при вдуве газа с ее поверхности на основе новых экспериментальных методик.

* Владимир Афанасьевич Архипов (leva@niipmm.tsu.ru); Сергей Александрович Басалаев (tarm12376@gmail.com); Виктор Данилович Гольдин (vdg@math.tsu.ru); Ксения Григорьевна Перфильева (k.g.perfiljeva@yandex.ru); Анна Сергеевна Усанина (usaninaanna@mail.ru).

Экспериментальные методы

Для исследования влияния истечения газа с поверхности твердой сферической частицы разработаны две экспериментальные установки и методики. Первая методика измерения коэффициента аэродинамического сопротивления сферической частицы при вдуве газа с ее поверхности заключается в измерении силы сопротивления частицы при воздействии на нее газового потока [9]. Полая твердая сфера с перфорированной оболочкой размещается в равномерном обдуваемом потоке газа путем подвешивания на консоли (тонкой металлической трубке), которая может вращаться вокруг горизонтальной оси, расположенной перпендикулярно направлению потока обдуваемого газа. Во внутреннюю полость частицы подается газ под давлением. Затем измеряется угол отклонения консоли от первоначально вертикального направления. Также определяются объемный расход подаваемого в полость твердой частицы газа и скорость обдувающего ее газового потока. Коэффициент аэродинамического сопротивления твердой сферы рассчитывается по формуле [9]:

$$C_D = \frac{8mg}{\pi D^2 \rho u^2} \cdot \operatorname{tg} \alpha, \quad (1)$$

где m – масса твердой сферы; g – ускорение свободного падения; α – угол отклонения консоли от вертикального направления.

Вторая методика определения коэффициента сопротивления твердой сферической частицы в условиях истечения газа с ее поверхности основана на измерении аэродинамической силы, действующей на обдуваемую равномерным газовым потоком полую перфорированную сферу, при подаче во внутреннюю полость сферы сжатого газа под давлением. Твердая сфера закрепляется на верхнем торце тонкостенной жесткой трубки, установленной вертикально на приемной площадке датчика силы. На сферу сверху вниз подается равномерный обдувающий поток газа с возможностью исключения воздействия потока на приемную площадку датчика силы. Зависимость коэффициента сопротивления от Re обдуваемого потока и плотности потока вдуваемого газа определяется из соотношения

$$C_D = \frac{8[F(q_s) - m_1g]}{\pi D^2 \rho u^2} = \frac{8\rho}{\pi(\mu Re)^2} [F(q_s) - m_1g], \quad (2)$$

где $q_s = \rho_s u_s$ – плотность потока газа, вдуваемого с поверхности сферы; $F(q_s)$ – сила, измеренная датчиком при вдуве газа с плотностью потока q_s ; m_1 – суммарная масса сферы и тонкостенной жесткой трубки.

На полую сферу при ее обдуве равномерным потоком газа действуют сила тяжести сферы и трубки $F_g = m_1g$, а также аэродинамическая сила (сила сопротивления сферы) $F_c = C_D \frac{\pi D^2 \rho u^2}{4}$. Суммарная сила $F(q_s)$, действующая на приемную площадку датчика силы, складывается из этих сил:

$$F(q_s) = F_g + F_c = m_1g + C_D \frac{\pi D^2 \rho u^2}{4}. \quad (3)$$

Выражая из (3) коэффициент сопротивления через измеренные величины, получим соотношение (2).

В рассмотренных методиках в качестве сферической частицы использовались полые шарики диаметром 1, 2, 4 см с равноудаленными отверстиями по всей поверхности (рис. 1).

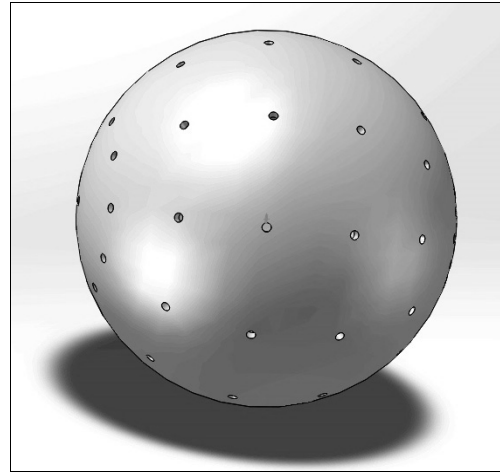


Рис. 1. Перфорированный шарик

В качестве шарика диаметром 4 см использовался целлулоидный шарик для настольного тенниса, а шарики диаметром 1 и 2 см были изготовлены из пластика с помощью 3D-принтера (табл. 1).

Таблица 1

Параметры используемых в экспериментах шариков

Параметр	Диаметр шарика, см		
	1	2	4
Диаметр перфораций, мм	1	1	1
Масса шарика, г	0,22	1,14	2,71
Количество перфораций	11	44	177

Оценка параметров дискретных газовых потоков с поверхности шарика

Поток массы паров от испаряющейся частицы определяется формулой

$$G_s = \rho_s u_s S,$$

где $S = \pi D^2$ – площадь поверхности частицы. Массовая скорость испарения $W_s = \rho_s u_s$ определяется скоростью вдува газа u_s со сплошной поверхности аэрозольной частицы.

При моделировании испарения жидко-капельного аэрозоля при его движении в двухфазном потоке следует учитывать, что коэффициент сопротивления испаряющейся сферы определяется взаимодействием обтекающего и вдуваемого с поверхности частицы потока. В реальных условиях движения жидко-капельного аэрозоля испарение происходит непрерывным потоком по всей поверхности частицы.

При моделировании испарения с помощью перфорированных шариков необходимо учесть наличие дискретных газовых потоков, образующихся при вдуве газа через перфорированные отверстия на поверхности твердой сферы. Для более точного моделирования необходимо, чтобы слияние газовых струй, истекающих из перфорированных отверстий твердой сферы, происходило как можно ближе к поверхности частицы.

Проведем оценку расстояния, на котором происходит слияние струй газа при его истечении с поверхности твердой сферы.

Расстояние между отверстиями на поверхности частицы определяется их диаметром d , количеством n и способом расположения. Доля поверхности, занимаемая отверстиями, составляет

$$\phi = \frac{n d^2}{4 D^2}.$$

На поверхности сферы все отверстия располагаются на одинаковом расстоянии b друг от друга (рис. 2), т.е. в вершинах равностороннего треугольника. Вокруг каждого отверстия можно построить шестиугольник Делоне, сторонами которого являются отрезки прямых, перпендикулярных линиям соединения центров ближайших отверстий и проходящих через середины этих линий. Такими шестиугольниками можно покрыть всю поверхность сферы, за исключением окрестности линии, соединяющей полюса. При этом можно считать, что на каждое отверстие приходится часть площади сферы, расположенная внутри правильного шестиугольника ABCDEF, в центре которого находится отверстие, а расстояние от его центра до любой из сторон равно $b/2$. Правильный шестиугольник разбивается на 6 правильных треугольников с высотами, равными $b/2$. Его площадь равна $S = \frac{\sqrt{3}}{2} b^2$. Доля площади

отверстия в этом шестиугольнике: $\frac{\pi d^2}{4S} = \frac{\pi d^2}{2\sqrt{3} b^2}$.

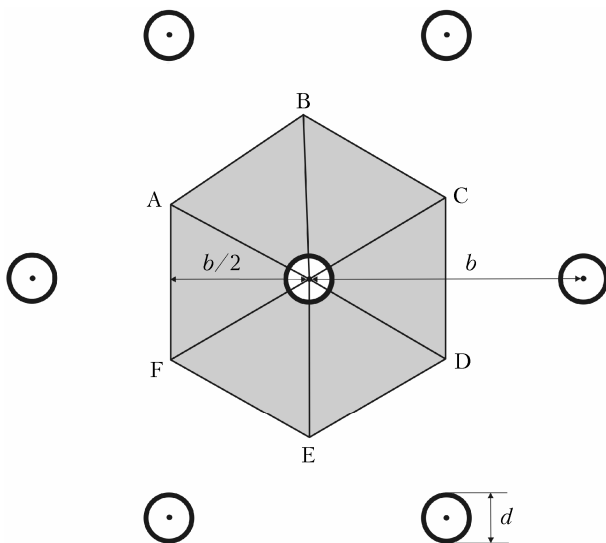


Рис. 2. Схематическое изображение перфораций на поверхности шарика

Предполагая, что эта величина приблизительно равна ϕ , можно оценить расстояние между отверстиями:

$$b = \sqrt{\frac{2\pi}{\sqrt{3}}} \frac{D}{\sqrt{n}} \approx 1,9 \frac{D}{\sqrt{n}}.$$

Используя эти рассуждения, можно смоделировать сплошной вдув газа с поверхности сферы, т.е. оценить расстояние, на котором изолированные струи газа соединяются в один поток. В точной постановке применительно к исследуемому процессу эту задачу необходимо решать при рассмотрении взаимодействия струй между собой и с обтекающим потоком. Теоретически такая задача может быть решена с помощью уравнения Навье—Стокса или уравнений пограничного слоя, если слой вдуваемых газов достаточно мал. Если обтекающий поток отсутствует, то из аналитического решения задачи для затопленной ламинарной струи профиль продольной скорости струи описывается формулой [10]:

$$u^* = \frac{2C^2}{x \left(1 + \frac{1}{4} C^2 \eta^2 \right)^2}, \quad (4)$$

где $C = \sqrt{3J_0 / (16\pi\mu)}$; $\eta = r / (x\sqrt{v})$, x — продольная координата (расстояние от начала струи), r — радиальная координата (расстояние от оси струи), v, μ — коэффициенты кинематической динамической вязкости газа; $J_0 = \frac{\pi d^2}{4} \rho u_0^2$ — секундный импульс струи,

u_0 — скорость струи в сечении $x = 0$ (на выходе из отверстия). Максимальное значение скорости достигается на оси струи при $\eta = 0$. Из (4) следует

$$u_{\max} = 2C/x. \quad (5)$$

На границе струи скорость [10]:

$$u = \frac{u_{\max}}{2}. \quad (6)$$

Подставляя в (6) значение u, u_{\max} из (4), (5), получим уравнение

$$1 + \frac{1}{4} C^2 \eta^2 = \sqrt{2}. \quad (7)$$

Разрешая уравнение (7) относительно $C\eta$, получим

$$C\eta = 2\sqrt{\sqrt{2} - 1} \approx 1,29. \quad (8)$$

Таким образом, на границе струи

$$\eta = \frac{1,29}{C}. \quad (9)$$

Будем считать, что слияние соседних струй реализуется, когда радиус их поперечного сечения R достигает значения $0,5b$. Подставляя в (9) значение параметра $\eta = r / (x\sqrt{v})$, получим

$$\frac{r}{x\sqrt{v}} = \frac{1,29}{C}. \quad (10)$$

Подставляя в (10) $r = r_1 = 0,5C$ (для границы струи), получим формулу для расчета расстояния x_1 на котором соседние струи смешиваются:

$$x_1 = \frac{Cb}{2,58\sqrt{v}}. \quad (11)$$

Для моделирования процесса обдува перфорированной сферы в качестве испаряющейся частицы необходимо, чтобы отдельные струйки из отверстий на сфере соединялись в непосредственной близости от ее поверхности. Примем расстояние, на котором соединяются струйки, равным или меньше $0,1R$. С учетом этого расстояние между соседними перфорациями

$$b \leq \frac{0,258R\sqrt{v}}{C}. \quad (12)$$

С использованием выражения (11) проведены оценки расстояния x_k , на котором происходит слияние струй, для используемых в экспериментах шариков. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2
Оценка расстояния, на котором происходит слияние струй

D , см	u_s , м/с	x_k , мм
4	2,61	83
	3,91	125
2	0,50	16
	0,90	29
	1,30	42
1	0,50	16
	0,90	29
	1,30	42
	1,60	51

Изготовление шарика с малым расстоянием между центрами, необходимым для корректной постановки эксперимента по моделированию испарения, технически затруднительно. Возможным решением этой проблемы является использование пористой оболочки вместо перфорированной.

При более точном физическом моделировании реального испарения жидко-капельного аэрозоля размер и количество перфораций на поверхности частицы необходимо выбирать в соответствии с условием (12) и использовать пористую оболочку частицы вместо перфорированной поверхности.

Результаты исследований и их анализ

Качественная картина газового потока, обдувающего и истекающего с поверхности сферической частицы, приведена на рис. 3.

Результаты экспериментального исследования влияния истечения воздуха с поверхности перфорированного твердого шарика на коэффициент сопротивления получены в следующем диапазоне определяемых параметров: $u_s = 0,5 \div 3,91$ м/с, $u = 0,2 \div 3,73$ м/с, $Re = \rho u D / \mu = 133 \div 9900$.

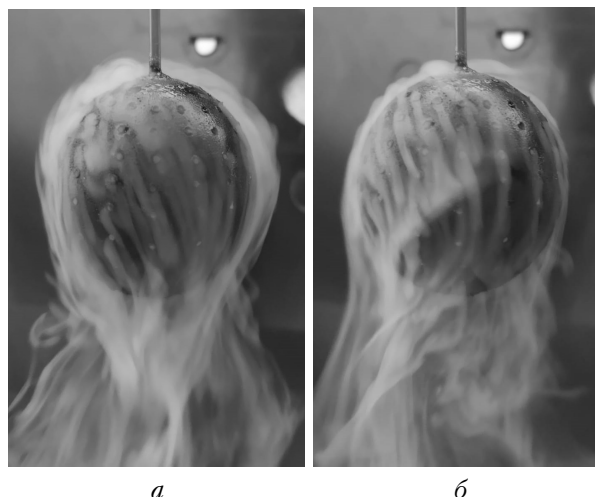


Рис. 3. Истечение газового потока из перфорированных отверстий на поверхности шарика ($D = 4$ см) при отсутствии (а) и в присутствии (б) обдувающего потока ($u = 0,2$ м/с)

Получены экспериментальные данные по зависимости коэффициента сопротивления от Re при варьировании скорости вдува воздуха. В экспериментах было исследовано два режима обтекания частицы: переходный и автомодельный. Экспериментально показано, что при вдуве газа с поверхности шарика коэффициент сопротивления уменьшается. По мере увеличения Re коэффициент сопротивления C_D при истечении газа в переходном режиме обтекания частицы уменьшается до некоторого значения, соответствующего началу автомодельного режима. При наступлении автомодельного режима (достижении переходного значения C_D) коэффициент сопротивления с ростом Re возрастает, асимптотически стремясь к постоянному значению $C_D = 0,44$.

С увеличением скорости истечения при постоянном значении Re (скорости обтекающего потока) наблюдается наибольшее изменение (уменьшение) коэффициента сопротивления частицы.

Зависимость экспериментального коэффициента сопротивления, рассчитанного по формуле (1), от безразмерного отношения скорости вдуваемого и обтекающего частицу потока $\bar{u} = u_s/u$ для автомодельного режима приведена на рис. 4. Экспериментальные данные показывают, что в автомодельном режиме при $u_s > u$ наблюдается большее уменьшение коэффициента сопротивления частицы, чем при $u_s < u$.

Методом наименьших квадратов на основе экспериментальных данных для коэффициента сопротивления твердой сферы C_D в автомодельном режиме обтекания получено эмпирическое выражение для C_D в зависимости от безразмерного соотношения скоростей вдуваемого с поверхности частицы и обдувающего частицу потока $\bar{u} = u_s/u$ (с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,99$) при $Re = = 3139 \div 9900$:

$$C_D = 0,44 - 0,26 \exp(-2,31\bar{u}^{-3}).$$

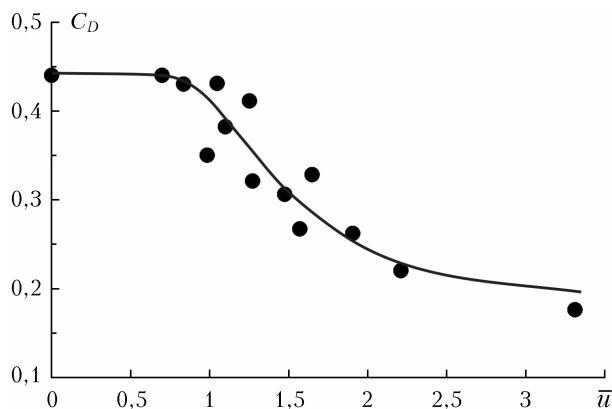


Рис. 4. Зависимость коэффициента сопротивления C_D от отношения скоростей потоков $\bar{u} = u_s/u$

Анализ результатов проведенных экспериментов с перфорированной твердой сферой в условиях обдувающего и вдуваемого с ее поверхности потока воздуха позволяет сделать вывод о преобладающем влиянии на коэффициент сопротивления изменения скорости вблизи поверхности частицы за счет перестройки профиля течения.

Заключение

В работе исследовано влияние истечения газа с поверхности твердой сферы (изотермичный процесс обтекания и ускорения частицы) на коэффициент сопротивления с помощью двух предложенных нами методик. Первая основана на измерении силы сопротивления частицы, а вторая – на измерении силы, действующей на частицу при обдуве ее газовым потоком. Получены новые результаты по влиянию истечения воздуха с поверхности твердой сферической перфорированной частицы на коэффициент сопротивления в области чисел Рейнольдса $Re = 133 \div 9900$.

Проведены расчеты расстояния, на котором струи газа сливаются, и расстояния между центрами перфорированных отверстий, соответствующего выполнению условия непрерывности испарения по всей поверхности частицы. Обнаружено, что при истечении воздуха с поверхности твердой сферы коэффициент аэродинамического сопротивления частицы C_D уменьшается по сравнению с коэффициентом сопротивления при отсутствии потока воздуха с поверхности частицы C_{D_0} . Экспериментально показано, что отклонение коэффициента сопротивления от стандартной кривой сопротивления возрастает по мере увеличения скорости вдува воздуха

и уменьшения скорости обдува частицы потоком воздуха. Получено эмпирическое выражение для коэффициента сопротивления твердой сферической частицы в зависимости от соотношения скоростей вдуваемого с поверхности частицы и обдувающего частицу потока $\bar{u} = u_s/u$ ($R^2 = 0,99$) $C_D = 0,44 - 0,26 \exp(-2,31\bar{u}^{-3})$. Для проведенных экспериментов в автомодельном режиме обтекания частицы показано, что коэффициент сопротивления уменьшается от 0,44 до 0,176 по мере увеличения \bar{u} от 0 до 3,3.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № FSWM-2020-0036.

Список литературы

1. Терехов В.И., Пахомов М.А. Теплоперенос и гидродинамика в газокapельных потоках. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2009. 284 с.
2. Высокоморная О.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Испарение и трансформация капель и больших массивов жидкости при движении через высокотемпературные газы. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016. 302 с.
3. Стернин Л.Е., Шрайбер А.А. Многофазные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1994. 318 с.
4. Шрайбер А.А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений // Итоги науки и техники: Комплексные и специальные разделы механики. М.: ВИНТИ, 1988. С. 3–80.
5. Никольский Ю.В., Хлопков Ю.И. Теоретическое и экспериментальное исследование обтекания сферы сверхзвуковым потоком малой плотности с учетом конденсации и испарения с поверхности // Ученые записки ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 5. С. 118–122.
6. Коваль М.А., Стулов В.П., Швеиц А.И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1978. № 3. С. 84–95.
7. Глозов О.Г. Горение сферических титановых агломератов в воздухе. I. Экспериментальный подход // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49, № 3. С. 50–57.
8. Келбалиев Г.И. Коэффициенты сопротивления твердых частиц, капель и пузырей различной формы // Теоретические основы химической технологии. 2011. Т. 45, № 3. С. 264–283.
9. Способ определения коэффициента сопротивления сферической частицы при вдуве газа с ее поверхности: Пат. 2700728. Россия, МПК G01N 15/10. Архипов В.А., Басалаев С.А., Поленчук С.Н., Перфильева К.Г., Юсупов Р.А., Маслов Е.А. НИ Том. гос. ун-т. № 2018142181; Заявл. 29.11.2018. Опубл. 19.09.2019. Бюл. № 26.
10. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.

V.A. Arkhipov, S.A. BasalaeV, V.D. Gol'din, K.G. Perfil'eva, A.S. Usanina. Method for studying the effect of the gas injection from the surface of a solid sphere on the drag coefficient.

Method for studying the effect of the mass flow from the particle surface on the drag coefficient in a wide range of Reynolds numbers is suggested. For this, two experimental setups have been developed and used for the study of the effect of air injection from the surface of a solid perforated sphere on the drag coefficient at various values of the velocity of injection flow in the range of Reynolds numbers of the airflow around a particle from 133 to 9900. It is shown that the drag coefficient of the particle decreases with an increase in the velocity of the gas injected from the surface of a solid spherical particle. The empirical equation for calculating the drag coefficient of a solid sphere in the self-similar regime depending on the ratio of the gas injection velocity and the airflow velocity has been derived from the regression analysis.