

Figure Captions

Fig. 1. Scheme for measuring the drag coefficient of the fixed sphere: 1, plasmatron; 2, mechanotron 6MX8B in the water-cooled screen; 3, quartz bar; 4, model sphere; 5, reinforcing tungsten bar; 6, quartz screen; 7, water-cooled gate; 8, enthalpy probe; 9, two-coordinate resistor ЛКД; 10, thermally insulated mounting table provided with the mechanism of horizontal travels; ДУ, differential amplifier; ТП, block of thermocouples.

Fig. 2. Scheme for measuring the drag coefficient of the moving sphere: 1, three-anode plasmatron ППД-19; 2, quartz tube; 3, electromagnetic gate; 4, safety screen; 5, high-speed camera СКС-1М; R_6 , ballast resistances.

Fig. 3. Drag coefficient of the spherical particle versus the Knudsen number at different flow temperatures: (1—4, measurement results; 5—8, values of C_d calculated by the known relation $C_d=f(Re_n)$).

Fig. 4. Drag coefficient of the spherical particle versus the Reynolds number calculated through the effective viscosity: 1—5, values of C_d measured by the fixed sphere at different T_n ; 6, values of C_d measured by the moving spherical particle at $T_n=2100$ K; 7, 8, according to [2]; 9—13, according to [8] at $T_n=300$ K and at different sphere surface temperatures; 14, known relation (isothermal conditions of the flow past the sphere).

Summary

The resistance coefficient of the fixed and moving spherical particle in the flow of argon plasma has been measured for the Reynolds numbers between 40 and 200 and in the temperature range from 2000 to 12000 K. The measurement results and the reported data for cold ($T_c > T_n$) and hot ($T_c < T_n$) spheres are generalized by the unique dependence $C_d=f(Re)$ by introducing effective viscosity.

Литература

1. Донской А. В., Клубникин В. С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении.—Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1979.—221 с.
2. Measurement of coefficient of sphere aerodynamic drag in argon plasma / М. К. Asanaliyev, V. S. Engelsht, E. P. Pakhomov et al.—Proc. 15th Int. Conf. Phenom. Ionis. Gases, Minsk, 1981, p. 959—960.
3. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубникин.—М.: Атомиздат, 1972.—352 с.
4. Кабанов В. В., Клубникин В. С. Наныление порошковых материалов плазмотронами с межэлектродными вставками.—В кн.: Проблемы порошковой металлургии. Л.: Наука, 1982, с. 91—93.
5. Taneda S. Studies on wake vortices (III). Experimental investigation of the wake behind a sphere at low Reynolds numbers.—Reports of Research Institute for applied Mechanics, 1956, vol. 4, N 16, p. 99—105.
6. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости.—М.: Мир, 1967.—310 с.
7. Головин А. М., Фоминых В. В. Движение сферической частицы в вязкой неизотермической жидкости.—МЖГ, 1983, № 1, с. 38—42.
8. Басина И. П., Максимов И. А. Влияние неизотермичности на аэродинамическое сопротивление сферической частицы.—В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата: Наука, 1970, вып. 6, с. 112—118.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

19.07.83.

УДК 532.685

В. А. Майоров, Л. Л. Васильев

ВЛИЯНИЕ ВЫДЕЛЯЮЩИХСЯ ПУЗЫРЬКОВ РАСТВОРЕННОГО В ЖИДКОСТИ ГАЗА НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЕЕ В ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛАХ.

II. ДВИЖЕНИЕ НАСЫЩЕННОЙ ВОЗДУХОМ ВОДЫ

Приведены результаты экспериментального исследования по определению влияния различных параметров процесса на величину повышения гидравлического сопротивления вследствие выделения пузырьков растворенного в жидкости газа при течении ее сквозь пористые металлы.

В работе [1] дано подробное описание экспериментальной установки, методики проведения и обработки результатов по исследованию влияния выделяющихся пузырьков растворенного в жидкости газа на

гидравлическое сопротивление при движении ее сквозь проницаемые матрицы. Здесь приводятся полученные результаты и анализируется влияние разнообразных факторов на величину повышения сопротивления в указанном процессе.

Изменение насыщенности воды растворенным воздухом при течении сквозь образец. Насыщение воды воздухом производилось перемешиванием в стеклянных бутылках и последующим ее отстаиванием при атмосферном давлении и комнатной температуре. На рис. 1 кривая *I* построена для постоянной концентрации растворенного воздуха, равной равновесной в исходном состоянии (в точке *a*). При параметрах выше

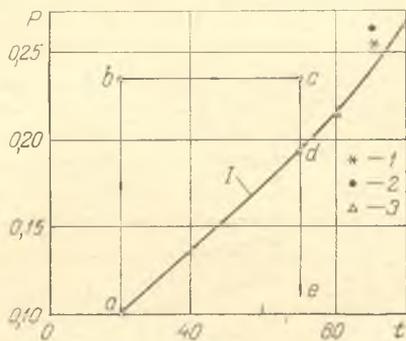


Рис. 1. Зависимость давления, при котором вода находится в состоянии равновесной насыщенности растворенным воздухом, от температуры (вода насыщена при 20 °С и атмосферном давлении) (кривая *I*). *P*, МПа; *t*, °С

кривой *I* вода не насыщена, ниже ее перенасыщена растворенным воздухом.

При повышении давления после насоса (схематично изображено вертикальным отрезком *ab* на рис. 1) насыщенная в исходном состоянии вода становится ненасыщенной, но последующий подогрев *bc* ее в термостате снова увеличивает насыщенность воздухом вследствие уменьшения его растворимости с ростом температуры. При течении подогретой воды через пористый образец температура ее остается постоянной, а давление падает — вертикальная линия *cde*. Поэтому вода сначала достигает насыщения внутри матрицы (точка *d*), а затем становится перенасыщенной (участок *de*). Как только наступает состояние насыщения, возможно образование пузырьков воздуха внутри пористого металла и вынос их потоком. Интенсивность этого процесса возрастает по мере увеличения локального перенасыщения *de*. При течении без предварительного подогрева *bc* вода достигает состояния насыщения только на внешней поверхности образца (в точке *a*).

Влияние температуры воды. При температуре 20 °С состояние насыщения достигается только на внешней поверхности, и поэтому образование пузырьков внутри пористого металла не происходит. В итоге во всех измерениях группы серий 01.а—05.а и в сериях 01.б и 10.б (см. рис. 3 в [1]) по программе 2-го дня не отмечается отклонение полного перепада давления на всем образце или на отдельных его участках от соответствующих результатов для деаэрированной воды в 1-й и 3-й дни — величины π_{2-0} , π_{1-0} , π_{2-1} не отличаются от единицы (например, данные на рис. 2, *a*).

По мере подогрева воды сначала появляется, а затем становится все более заметным увеличение сопротивления на выходном участке и на всем образце по сравнению с результатами для деаэрированной воды — происходит увеличение π_{1-0} и π_{2-0} по сравнению с единицей (данные на рис. 2, *б*, *в*). При температуре 80 °С иногда возрастает и перепад давления на входном участке — на рис. 2, *г* величина π_{2-1} заметно превышает единицу.

Наиболее отчетливо повышение сопротивления проявляется при температуре 90 °С — данные на рис. 2, *д*; 3 и 4. При этом перепад дав-

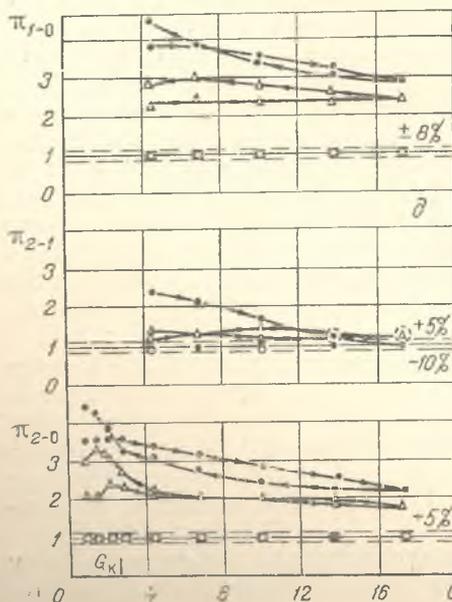
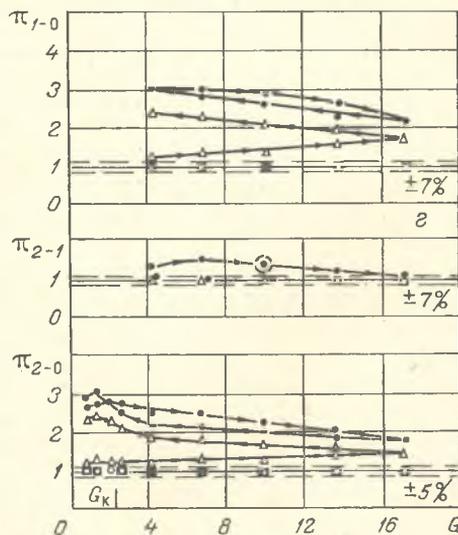
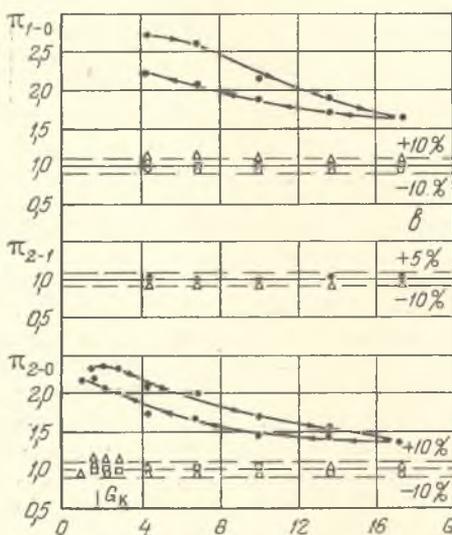
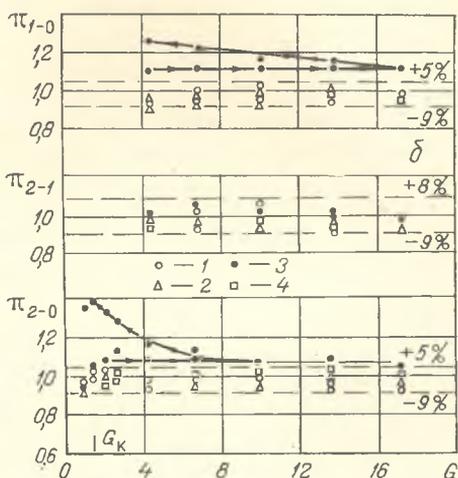
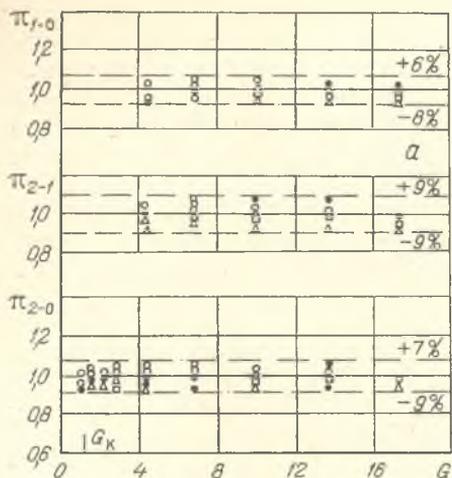


Рис. 2. Изменение относительного перепада давления π_{2-0} на всем образце, на его участке вход-игла π_{2-1} и на участке игла-выход π_{1-0} в зависимости от удельного массового расхода воды G для образца № 4 при следующих ее температурах в сериях измерений по схеме «б»: а— $t=20^\circ\text{C}$ (1—1.01.6; 2—2.01.6; 3—2.10.6; 4—3.01.6); б—40 (1—1.02.6; 2—2.02.6; 3—2.09.6; 4—3.02.6); в—60 (1—1.03.6; 2—2.03.6; 3—2.08.6; 4—3.03.6); г—80 (1—1.04.6; 2—2.04.6; 3—2.07.6; 4—3.04.6); д— $t=90^\circ\text{C}$ (1—1.05.6; 2—2.05.6; 3—2.06.6; 4—3.05.6). G , $\text{кг/м}^2\cdot\text{с}$

ления на всем образце и на отдельных его участках возрастает в 2—3 раза по сравнению с течением деаэрированной воды.

Воздействие величины давления на выходе из образца на характеристики процесса. Только влиянием выделяющихся пузырьков растворенного в воде воздуха могут быть объяснены приведенные на рис. 2, 3 результаты по увеличению перепада давления на образце при течении насыщенной воды.

Это особенно видно из представленных на рис. 4 данных. В серии измерений 2.12.а при постоянном удельном расходе $G=10$ кг/(м²·с) и атмосферном давлении на выходе падение давления на образце составляет $P_2-P_0=1,12$ бар и при этом в течение 5 мин возрастает на 10%. После того как избыточное давление на выходе поднимается до 4,9 бар в серии 2.14.а, перепад давления уменьшается в 2,76 раза и становится точно равным аналогичной величине при течении деаэрированной

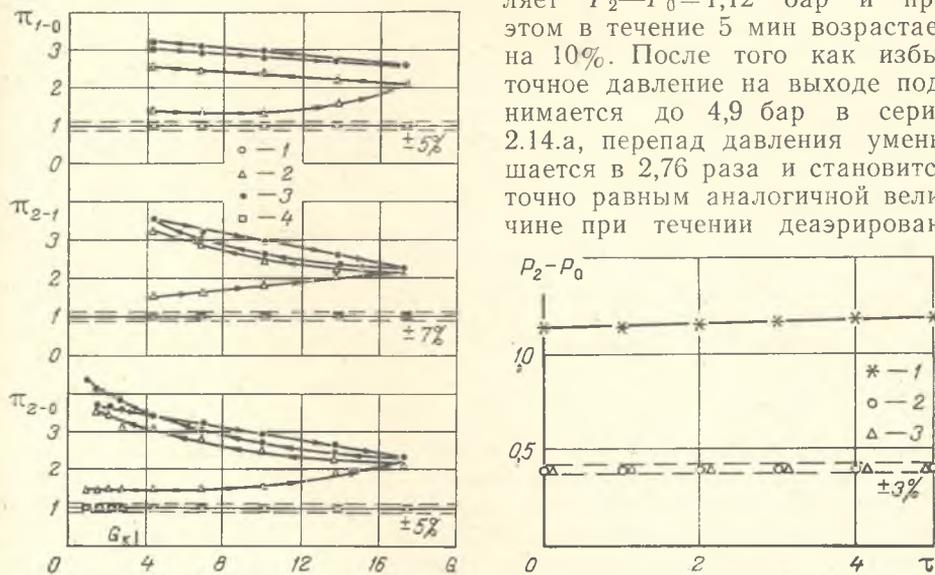


Рис. 3. Изменение величин π_{2-0} , π_{2-1} , π_{1-0} в зависимости от G при температуре воды 90 °С для образца № 3 в сериях замеров по схеме «а»: 1—1.11.а; 2—2.11.а; 3—2.13.а; 4—3.11.а

Рис. 4. Изменение перепада давления на образце № 3 во времени при постоянном массовом расходе воды $G=10,0$ кг/(м²·с) с температурой 90 °С в сериях измерений по схеме «а»: 1—2.12.а; 2—2.14.а; 3—3.12.а. P_2-P_0 , бар; τ , мин

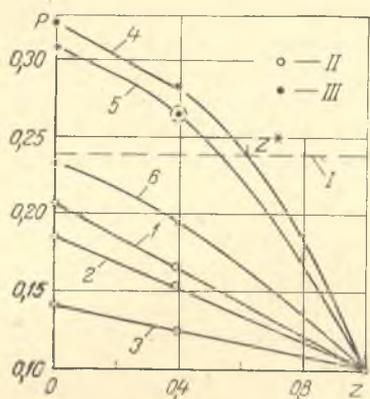
ной воды в сериях 3.12.а и 3.14.а. Абсолютное давление $P_0=5,9$ бар на выходе образца в серии 2.14.а значительно превышает давление равновесного насыщения воздухом при температуре 90 °С, что полностью исключает возможность появления пузырьков.

Влияние величины расхода. Количество выделяющегося внутри образца растворенного воздуха зависит от таких факторов, как величина перенасыщения жидкости и наличие в пористой структуре пузырьков, число которых в свою очередь зависит от предыстории процесса. Эти труднопредсказуемые факторы и приводят к столь значительному изменению результатов на рис. 2, 3.

По мере повышения температуры воды сначала возрастает сопротивление π_{1-0} выходного участка и, как следствие, общее сопротивление образца π_{2-0} (рис. 2, б, в). И только при температуре 80—90 °С наблюдается увеличение сопротивления π_{2-1} входного участка (рис. 2, г, д; 3). Причем во всех случаях происходит монотонное увеличение сопротивления при уменьшении расхода.

Все эти явления наглядно объясняются с помощью данных, представленных на рис. 5. Штриховая прямая 1 — давление равновесной насыщенности воды при температуре 90 °С. Прямыми 1, 2, 3 показано линейное падение давления внутри образца при течении деаэрированной

ной воды с расходом 17,3; 13,7; 6,8 кг/(м²·с) соответственно при измерениях в серии 1.05.б. Кривыми 4, 5, 6 условно показано изменение давления при течении насыщенной воздухом воды с такими же расходами в серии 2.06.б. Условно, потому что каждая линия проведена всего через три точки P_2 , P_1 , P_0 . На выходном участке от места пересечения этих кривых со штриховой линией I (точка z^* для кривой 4) до внешней поверхности ($z=1$) давление жидкости ниже давления равновесного насыщения. Причем их разница (перенасыщение) наибольшая у выхода. Поэтому именно в этой области и происходит в первую очередь зарождение пузырьков и выделение в них растворенного воздуха с образованием двухфазного потока.



По мере уменьшения расхода (кривые 4, 5, 6 соответственно) происходит снижение давления во всех точках внутри образца, увеличение протяженности

Рис. 5. Падение давления внутри образца № 4 при течении деаэрированной (1, 2, 3) и насыщенной воздухом воды (4, 5, 6) с температурой 90°С при удельных массовых расходах: 1, 4— $G=17,3$ кг/(м²·с); 2, 5—13,7; 3, 6—6,8 в сериях: II—1.05.б; III—2.06.б. P , МПа

1— z^* зоны перенасыщения и, кроме того, возрастает величина перенасыщения. Следовательно, возрастает длина области течения и газосодержание двухфазной смеси, что и приводит к увеличению относительных перепадов давления π_{2-0} на всем образце и π_{1-0} на выходном участке. После того как координата z^* начала зоны перенасыщения станет меньше координаты иглы (для образца № 4 $z_{и}=0,39$), возникают условия увеличения π_{2-1} на входном участке. При малых расходах (соответствующих кривой 6 и менее) давление на входной поверхности падает ниже давления равновесного насыщения и образование пузырьков становится возможным, начиная с самого входа. При этом еще более возрастает перенасыщение жидкости во всех точках внутри матрицы, а следовательно, количество выделяющегося газа и в конечном итоге величины π_{1-0} , π_{2-0} , а также и π_{2-1} .

Воздействие капиллярного давления. Из представленных на рис. 2, 3 данных следует, что особенно резко относительное падение давления π_{2-0} на образце возрастает при малых расходах, а именно вблизи отмеченной на оси абсцисс точки G_K . Величине G_K соответствует такой расход деаэрированной воды, при котором на образце создается перепад давления P_2-P_0 , равный капиллярному давлению для цилиндрического канала диаметром, совпадающим со средним размером $d_{п}$ пор: $P_2-P_0=\Delta P_K=4\sigma/d_{п}$.

Таким образом, при уменьшении падения давления на образце до величины, измеримой с капиллярным давлением, возрастает роль последнего, которое противодействует проталкиванию воздушных пузырьков через сужения пор и вызывает резкое увеличение сопротивления.

Влияние концентрации газовых зародышей (роль предыстории процесса). Наиболее важным моментом, определяющим интенсивность выделения растворенного газа и вызываемое этим увеличение сопротивления, является наличие внутри пористой структуры центров выделения растворенного газа — газовых зародышей. Поскольку последние образуются и накапливаются в проницаемой матрице постепенно, то их количество в значительной степени зависит от предыстории процесса.

Впервые это было обнаружено при проведении экспериментов по схеме «а» при температуре 90°C (рис. 3). В начальной серии измерений 2.11.а происходит непрерывное повышение сопротивления как при увеличении расхода (прямая ветвь данных серии), так и при его уменьшении (обратная ветвь). Это объясняется непрерывным увеличением количества газовых зародышей внутри всего пористого металла, так как даже для максимального расхода $G=17,3 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ давление на входе в образец $P_2=0,248 \text{ МПа}$ очень незначительно превышает давление равновесного насыщения $0,239 \text{ МПа}$.

В последующей серии 2.12.а при постоянном расходе $G=10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ в течение 5 мин продолжается накопление газовых зародышей внутри пористого образца (рис. 4) ввиду того, что давление во всех точках внутри его, в том числе и на входе, значительно меньше давления равновесного насыщения. В результате этого в следующей серии 2.13.а прямая и обратная ветви данных на рис. 3 очень близки между собой и превышают результаты для обратной ветви серии 2.11.а. При этом перепад давления на образце в 2,3—4 раза превышает аналогичную характеристику для течения деаэрированной воды.

После удаления газовых зародышей внутри образца в серии 2.14.а при постоянном расходе и повышенном давлении на выходе $P_0=5$ атм данные серии 2.15.а очень близки к результатам серии 2.11.а, т. е. опять наблюдается постепенное накопление пузырьков внутри пористой структуры.

Именно с целью выяснения влияния предистории процесса на интенсивность увеличения сопротивления и была отработана схема «б» (см. рис. 3 в [1]) — данные по ней представлены на рис. 2. Здесь необходимо еще раз отметить, что в промежутках между сериями во время изменения температуры с целью устранения воздушных пузырьков в образце создавалось давление $0,5 \text{ МПа}$, значительно превышающее давление равновесного насыщения. Тем не менее получены резко отличающиеся результаты. Если при последовательном повышении температуры увеличение сопротивления очень незначительно и только при малых расходах отмечается при 60°C (серия 2.03.б на рис. 2, в), то в обратном процессе при этой же температуре 60°C оно очень существенно (серия 2.08.б на рис. 2, в). Кроме того, заметное увеличение сопротивления установлено и при более низкой температуре 40°C — серия 2.09.б на рис. 2, б.

Еще более значительное различие наблюдается при температуре 80°C (рис. 2, г). При подходе к ней со стороны меньших температур происходит непрерывное увеличение сопротивления как при увеличении расхода (прямая ветвь серии 2.04.б на рис. 2, г), так и при его уменьшении (обратная ее ветвь). Это свидетельствует о непрерывном накоплении газовых зародышей внутри пористой структуры, причем только на выходном участке — величина π_{2-1} на участке между входом и иглой остается равной единице. При подходе к температуре 80°C со стороны более высоких значений (серия 2.07.б) прямая и обратная ветви этой серии близки между собой (причем прямая выше обратной) и значительно превышают данные для обратной ветви серии 2.04.б. Это свидетельствует о насыщенности пронизанного каркаса газовыми зародышами к моменту начала проведения серии 2.07.б и даже о некотором их удалении из него при увеличении расхода. Особенно наглядно это проявляется для участка между входной поверхностью образца и иглой: величина π_{2-1} больше единицы и убывает при увеличении расхода, а при уменьшении расхода π_{2-1} равна единице. В начале проведения серии на входном участке были газовые пузырьки, при увеличении расхода они исчезают (вымываются и растворяются) и не успевают образоваться снова при последующем его уменьшении.

Различие между данными пар серий 02.б и 09.б, 03.б и 08.б, 04.б и 07.б, 05.б и 06.б, полученными при одинаковых температурах для каж-

дой пары, но противоположном направлении изменения температуры между измерениями, свидетельствует о том, что в сериях 02.6—05.6 происходит непрерывное накопление газовых зародышей в пористом материале. Причем впервые их наличие существенно сказывается на увеличении сопротивления при 60 °С. В сериях 06.6—09.6 проникаемая структура насыщена зародышами перед началом замеров, причем пузырьки заметно проявляют себя при значительно меньшей температуре: 40 °С. Так, например, в серии 2.07.6 при температуре 80 °С и в 2.08.6 при 60 °С прямые ветви выше обратных (рис. 2, в, г). Естественно возникает вопрос: откуда же появляются эти пузырьки, если во время снижения температуры термостата между сериями 06.6—09.6 давление в образце значительно превышает давление равновесного насыщения воды растворенным воздухом? Остается предположить, что при повышении давления они внутри пористой матрицы сжимаются, но не исчезают полностью — известно, что при нахождении микропузырька внутри сужающегося микроуглубления с плохо смачиваемыми поверхностями ($\Theta > \pi/2$) давление газа в нем может быть значительно меньше, чем давление жидкости, и газовый зародыш сохраняется.

Величина перенасыщения при выделении пузырьков в потоке жидкости внутри пористого металла. Представляет интерес выяснить, при каком перенасыщении воды начинают образовываться пузырьки внутри пористой структуры. В связи с этим следует особо отметить, что для образца № 4 в трех сериях 2.05.6, 2.06.6 и 2.07.6 было отмечено по одному режиму, когда относительный перепад давления π_{2-1} на входном участке заметно превышал единицу, а давление у иглы P_1 было больше или равно давлению равновесного насыщения. Эти данные отмечены кружками на рис. 2, г, д, один из них нанесен на рис. 5 и все они изображены точками 1—3 соответственно на рис. 1. Значение $\pi_{2-1} > 1$ свидетельствует об увеличении сопротивления вследствие наличия воздушных пузырьков на участке вверх по потоку от иглы. Таким образом, в этих единичных случаях пузырьки внутри образца на участке от входа до иглы существуют при давлении, превышающем давление равновесного насыщения.

Все эти данные характеризуются тем, что они получены в режиме последовательного увеличения расхода, когда происходит перемещение начала области перенасыщения к внешней поверхности образца. Очевидно, к моменту измерения пористая структура была насыщена газовыми пузырьками и они не успевают полностью исчезнуть там, где давление становится равным или выше давления равновесного насыщения. Эти результаты свидетельствуют о том, что при продолжительном течении и наличии многочисленных зародышей внутри проникаемой матрицы процесс образования пузырьков и выделения в них растворенного газа стабилизируется и идет при незначительном перенасыщении воды растворенным воздухом. Такие выводы полностью совпадают с полученными в [2] данными по определению условий начала появления видимых газовых пузырьков в потоке на выходе из пористого металла.

Figure Captions

Fig. 1. Pressure at which water is in a state of equilibrium saturation with dissolved air vs temperature (water is saturated at 20 °C and atmospheric pressure) (curve 1). P , МРА; t , °C.

Fig. 2. Relative pressure drop variation within the entire sample π_{2-0} , at its inlet — needle section π_{2-1} and needle — outlet section π_{1-0} vs specific water mass flow rate G for sample N 4 at different temperatures for tests «б».

Fig. 3. Variation of π_{2-0} , π_{2-1} and π_{1-0} vs at water temperature 90 °C for sample N 3 for tests «а».

Fig. 4. Time variation of sample N 3 pressure drop at constant water mass flow rate $G = 10.0$ kg/(m²·s) for temperature 90 °C in tests «а».

Fig. 5. Pressure drop inside sample N 4 for deaerated (1, 2, 3) and air-saturated (4, 5, 6) water at 90 °C and specific mass flow rates 1, 4, $G = 17.3$ kg/(m²·s); 2, 5, 13.7; 3, 6, 6.8 in tests II, 1.05 6; III, 2.06 6.

Summary

The results of experimental study on determining the effect of various parameters of the process on the increase of the hydraulic resistance due to the evolution of bubbles of the gas dissolved in liquid flowing through porous metals are presented.

Литература

1. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Влияние выделяющихся пузырьков растворенного в жидкости газа на сопротивление при течении ее в пористых металлах. I. Движение деаэрированной воды.— ИФЖ, 1985, т. 48, № 2, с. 203—209.

2. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Зарождение газовых и паровых пузырьков при движении жидкости в пористых металлах.— ИФЖ, 1982, т. 42, № 4, с. 533—539.

Новополоцкий политехнический институт,
ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР, г. Минск

30.11.83.

УДК 536.58

В. В. Галактионов, Л. П. Труханова

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В ОБЛАСТИ ПАРОГАЗОВОГО ФРОНТА ГАЗОРЕГУЛИРУЕМОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ

Проведено исследование тепло- и массопереноса в области парогазового фронта газорегулируемой тепловой трубы. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Газорегулируемые тепловые трубы (ГРТТ) широко используются для поддержания в заданных пределах рабочей температуры тепловыделяющих устройств при переменных тепловых нагрузках и изменяющихся условиях охлаждения.

В настоящее время опубликовано значительное количество работ, посвященных исследованию процесса тепло- и массообмена в ГРТТ. Так, в работе [1] авторы пришли к выводу о пренебрежимо малом влиянии диффузии по сравнению с теплопроводностью корпуса на распределение температуры вдоль трубы. Однако это заключение относилось к конкретным ГРТТ. В работе [2] предполагается, что в зависимости от геометрических и физических характеристик перенос тепла, обусловленный скрытой теплотой конденсации диффундирующего пара, может значительно превышать перенос тепла за счет теплопроводности фитиля и корпуса трубы. К сожалению, решение задачи проводится при постоянных физических свойствах пара и газа, что не соответствует реальным условиям, кроме того, нет сопоставлений расчетных данных с экспериментальными, вследствие чего трудно судить о достоверности полученных результатов.

В работе [3] математическая модель для расчета распределения температур по длине ГРТТ выполнена в одномерном приближении и отсутствует сравнение полученных теоретических данных с экспериментальными. В работах [4—6] дается математическая постановка исследования процессов тепло- и массообмена в парогазовом фронте (ПГФ) ГРТТ, однако результаты решения не приводятся.

В общем случае процессы тепло- и массопереноса в ГРТТ определяются суммарным влиянием конвективной и диффузионной составляющей, а также передачей тепла осевой теплопроводностью по стенке трубы и фитилю.

Ниже приводится математическая постановка и результаты решения двумерной задачи о тепло- и массопереносе в области ПГФ ГРТТ с