УДК 533.72; 532

ДВИЖЕНИЕ В ПОЛЕ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ ДВУХСЛОЙНОЙ С НЕОДНОРОДНЫМ ЯДРОМ УМЕРЕННО КРУПНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

© Е.Р. Щукин, Н.В. Малай, З.Л. Шулиманова

Ключевые слова: термофорез двухслойной сферической частицы с неоднородным ядром.

В квазистационарном приближении при числе $Re << 1$ решена задача о термофоретическом движении в однокомпонентном газе твердой аэрозольной частицы с учетом зависимости от радиальной координаты коэффициента теплопроводности ядра и газокинетических граничных условий. Проведенный анализ, в частности, показал, что увеличение коэффициентов теплопроводности ядра и оболочки приводит к уменьшению силы и скорости термофореза, а уменьшение – к увеличению.

ВВЕДЕНИЕ

В поле внешнего градиента температуры на аэрозольные частицы действует молекулярной природы термофоретическая сила, вызывающая их упорядоченное термофоретическое движение [1–5]. Когда термофоретическая сила становится равной по величине силе вязкого сопротивления среды движению рассматриваемой частицы, частица начинает двигаться равномерно относительно центра инерции газообразной среды. Скорость этого равномерного движения частицы называют термофоретической [1–5].

Термофоретическая сила может оказывать заметное влияние на движение частиц в неоднородных по температуре естественных и антропогенных аэрозолях [5–11]. Ее действие нужно учитывать, например, при оценке движения частиц в каналах тепло- и массообменников [7–8], зонах просветления облаков и туманов [9], в окрестностях, вымывающих частицы капель [10], фильтрах, предназначенных для тонкой очистки газов [11]. Следует отметить, что величина термофоретических силы и скорости крупных и умеренно крупных по числу Кнудсена аэрозольных частиц сильно зависит от коэффициента теплопроводности частиц [1–5]. В связи с этим как теоретический, так и практический интерес представляет вывод формул, позволяющих оценивать термофоретическое движение крупных и умеренно крупных частиц с учетом их теплофизических свойств.

В состав аэрозолей могут входить крупные и умеренно крупные двухслойные частицы [3; 6; 11–14]. Такие частицы могут образовываться, в частности, при конденсации молекул на смачиваемой поверхности твердых ядер [3; 11–13]. После затвердевания жидкой оболочки образуется твердая двухслойная частица. Двухслойная частица состоит из ядра и оболочки, которые могут отличаться по составу, микроморфологии и микроструктуре. Главным достоинством используемых на практике двухслойных и многослойных частиц является их полифункциональность, реализуемая за счет разделения функций ядра и оболочки, а также возможность оптимизации целевых функций физико-химических свойств материала ядра. Создание двухслойных частиц может быть обусловлено, например, необходимостью изоляции ядра от воздействия окружающей среды. Ядра частиц могут быть структурно однородными и неоднородными. Характер структурной неоднородности ядра определяется физико-химическими условиями его получения. Неоднородные ядра могут быть получены, в частности, из пористых композиционных материалов, например, сибунита, пористого оксид алюминия. Коэффициент теплопроводности структурно неоднородных ядер может довольно сильно зависеть от пространственных координат их точек [4; 12].

У двухслойных частиц теплопроводности ядра и оболочки могут значительно отличаться по величине. В этом случае входящие в состав двухслойных частиц однородные и неоднородные ядра могут оказать существенное влияние на величину силы и скорости термофореза крупных и умеренно крупных частиц. Но опубликованные до настоящего времени формулы позволяют оценивать термофоретическое движение только крупных двухслойных сферических и цилиндрических аэрозольных частиц, причем с постоянными коэффициентами теплопроводности и ядра и оболочки [3; 14]. У крупных сферических и цилиндрических частиц число Кнудсена $Kn = \lambda/R \leq 0{,}01$, где λ – средняя длина свободного пробега газовых молекул, R – радиус частиц [1–5; 14]. Выведенные в настоящей работе формулы позволяют находить величину термофоретических силы и скорости одиночных крупных и умеренно крупных $0{,}01 \leq Kn \leq 0{,}3$ двухслойных сферических частиц не только с однородными ядрами, но и ядрами с коэффициентом теплопроводности, зависящим от радиальной координаты.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В однокомпонентном газе в поле внешнего градиента температуры $\nabla T_{e\infty}$ находится твердая двухслойная умеренно крупная сферическая частица с радиусом R_2. Коэффициент теплопроводности ε_1 зависит от радиальной координаты r и может сильно отличаться по величине от коэффициента теплопроводности ε_2 = const

шарового слоя, окружающего ядро. Движение частицы происходит при малых относительных перепадах температуры в окрестности частицы [1–5]. При этом газ можно считать сплошной средой, а его плотность ρ_e и коэффициенты динамической вязкости μ_e и теплопроводности κ_e – постоянными величинами [1–5]. В этом случае при выводе выражений для силы и скорости термофореза можно использовать гидродинамический метод [1–5]. В силу малости времен релаксации температурного и гидродинамических полей описание процесса движения частицы проводится в квазистационарном приближении [1–5]. Движение частиц происходит при числах Рейнольдса $Re <<1$ и Пекле $Pe <<1$ [1–5]. В этом случае в уравнениях гидродинамики и теплопереноса можно пренебречь конвективными членами [1–5].

ТЕРМОФОРЕТИЧЕСКИЕ СИЛА И СКОРОСТЬ

При рассмотренных условиях распределения в системе частица – газообразная среда массовой скорости $\vec{V}$, давления P и температур газа T_e, ядра T_1 и оболочки T_2 частицы описываются следующей системой уравнений переноса [1–3; 9]:

$$div\vec{V} = 0{,}9 \quad gradP = \mu_e \Delta\vec{V}, \quad \Delta T_e = 0,$$
$$div(\varepsilon_1 \nabla T_1) = 0, \quad \Delta T_2 = 0, \tag{1}$$

где символ “Δ“ – оператор Лапласа. Так как частица имеет сферическую форму, решение системы (1) проводилось в сферической системе координат, начало которой совпадает с центром частицы. Ось OZ этой системы координат параллельна $\nabla T_{e\infty}$ и скорости газа на бесконечности [1–5]. В сферической системе координат граничные условия имеют следующий вид [1–2]:

$$V_r\big|_{r=R_2} = c_V Kn \frac{\nu_e}{R_2 T_{e\infty}} \left[\frac{\partial^2 T_e}{\partial\theta^2} + ctg\theta \frac{\partial T_e}{\partial\theta} \right]\Bigg|_{r=R_2}, \tag{2}$$

$$\begin{aligned} V_\theta\big|_{r=R_2} &= c_m Kn R_2 \left[r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{V_\theta}{r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial V_r}{\partial\theta} \right] + \\ &+ K_{TS}^{(0)}(1 + Kn\beta_R^{'}) \frac{\nu_e}{R_2 T_{e\infty}} \frac{\partial T_e}{\partial\theta} + \\ &+ K_{TS}^{(0)} Kn \beta_R \frac{\nu_e}{T_{e\infty}} \frac{\partial^2 T_e}{\partial r \partial\theta} - \\ &- K_{TS}^{(0)} Kn \beta_B \frac{\nu_e}{2T_{e\infty}} R_2 \left[r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial T_e}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial^2 T_e}{\partial\theta\partial r} \right]\Bigg|_{r=R_2} \end{aligned} \tag{3}$$

$$T_e - T_2\big|_{r=R_2} = K_T^{(T)} Kn R_2 \frac{\partial T_e}{\partial r}\Big|_{r=R_2}, \tag{4}$$

$$-\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} + \varepsilon_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}\Bigg|_{r=R_2} = -c_q \kappa_e Kn \frac{1}{r}\left(\frac{\partial^2 T_e}{\partial\theta^2} + ctg\,\theta \frac{\partial T_e}{\partial\theta} \right)\Bigg|_{r=R_2}, \tag{5}$$

$$T_1\Big|_{r=R_1} = T_2\Big|_{r=R_1}, \quad \varepsilon_1 \frac{\partial T_1}{\partial r}\Big|_{r=R_1} = \varepsilon_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}\Big|_{r=R_1}, \tag{6}$$

$$V_r\big|_{r\to\infty} = V_{z\infty}\cos\theta, \; V_\theta\big|_{r\to\infty} = -V_{z\infty}\sin\theta,$$

$$P\big|_{r\to\infty} = P_\infty, \tag{7}$$

$$T_e\Big|_{r\to\infty} = T_{e\infty} + r\left|\vec{\nabla} T_{e\infty}\right|\cos\theta, \tag{8}$$

где r и θ – сферические координаты [1–4]; V_r, V_θ – компоненты скорости газа $\vec{V}$ в сферической системе координат; $\nu_e = \mu_e/\rho_e$ – коэффициент кинематической вязкости; $Kn = \lambda/R_2$, R_1 – радиус ядра. Граничные условия на поверхности частицы (2)–(5) записаны с учетом всех эффектов, линейных по числу Кнудсена [1–2]. В (2)–(5) $K_{TS}^{(0)}, c_m$ – коэффициенты теплового и изотермического скольжений; $\beta_R^{'}, \beta_R, \beta_B$ – поправки на кривизну и барнеттовское скольжение; c_q, c_v – газокинетические коэффициенты потоков тепла и среднемассового переноса, растекающихся в слое Кнудсена; коэффициент $K_T^{(T)}$ – коэффициент скачка температуры [1–2]. Выражения для газокинетических коэффициентов $K_{TS}^{(0)}, c_m, c_q, c_V$, $\beta_R^{'}, \beta_R, \beta_B$ и их конкретные значения приведены в [1–2]. В ходе решения граничной задачи (1)–(8) были получены выражения для распределений $\vec{V}$, P, T_e, T_1 и T_2. После этого при интегрировании по поверхности частицы нормальной и касательной составляющей тензора напряжений [1–4] было получено выражение для действующей на частицу полной силы $\vec{F}_p$, которая складывается из силы вязкого сопротивления $\vec{F}_\mu$ и термофоретический силы $\vec{F}_T$:

$$\vec{F}_p = \vec{F}_\mu + \vec{F}_T, \tag{9}$$

$$\vec{F}_\mu = -6\pi R \mu_e f_\mu \vec{U}_p,$$
$$\vec{F}_T = -6\pi R \mu_e f_\mu f_T \frac{\nu_e}{T_{e\infty}} \nabla T_{e\infty}, \tag{10}$$

где $\vec{U}_p$ – скорость частицы относительно лабораторной системы координат;

$$c_V^* = c_V / K_{TS}^{(0)}, y = r/R_2, y_1 = R_1/R_2;$$

$$f_\mu = \frac{1 + 2c_m Kn}{1 + 3c_m Kn},$$

$$\begin{aligned} f_T = 2K_{TS}^{(0)} \{ &\left[1 + Kn(\beta_R^{'} + \beta_B) - (1 + 6c_m Kn) c_V^* Kn\right] \times \\ &\times \left(\kappa_e \Delta_1 + \varepsilon_2 K_T^{(T)} Kn \Delta_2\right) + \\ &+ Kn(\beta_R - \beta_B)\left(\varepsilon_2 \Delta_2 - 2\kappa_e c_q Kn \Delta_1\right) \} / (1 + 2c_m Kn) d_e, \end{aligned} \tag{11}$$

$$d_e = \left[2\kappa_e \left(1 - c_q Kn\right)\Delta_1 + \varepsilon_2 (1 + 2K_T^{(T)} Kn)\Delta_2\right]. \tag{12}$$

$$\Delta_1 = \left[\varepsilon_1^{(1)}(1 - y_1^3)\frac{d\varphi^{(1)}}{dy} + \varepsilon_2(2 + y_1^3)\frac{1}{y_1}\varphi^{(1)}\right]\frac{1}{y_1^2}, \tag{13}$$

$$\Delta_2 = \left[\varepsilon_1^{(1)}(1 + 2y_1^3)\frac{d\varphi^{(1)}}{dy} + 2\varepsilon_2(1 - y_1^3)\frac{1}{y_1}\varphi^{(1)}\right]\frac{1}{y_1^2}, \tag{14}$$

В выражениях для Δ_1 и Δ_2 (13), (14)

$$\varepsilon_1^{(1)} = \varepsilon_1|_{y=y_1, r=R_1}, \varphi^{(1)} = \varphi|_{y=y_1}, \frac{d\varphi^{(1)}}{dy} = \frac{d\varphi}{dy}|_{y=y_1}.$$

Функция φ – зависящее от переменной y, не расходящееся при $y = 0$ безразмерное частное решение уравнения

$$\varepsilon_1 y^2 \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d}{dy}(\varepsilon_1 y^2)\frac{d\varphi}{dy} - 2\varepsilon_1\varphi = 0\,. \qquad (15)$$

В общем случае зависимость φ от y может быть найдена в ходе численного решения (15). Если ε_1 при $y \le y_1$ является аналитической функцией, т. е.

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)} \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m y^m, \alpha_0 = 1, \qquad (16)$$

то при этом выражение для φ можно представить в виде следующего степенного ряда:

$$\varphi = y\sum_{n=0}^{\infty} \beta_n y^n, \beta_0 = 1\cdot \qquad (17)$$

После подстановки (16) и (17) в уравнение (15) и последующего приравнивания нулю коэффициентов, стоящих перед одинаковыми степенями y^n, было получено следующее рекуррентное соотношение для коэффициентов β_n:

$$\beta_n = -\frac{1}{n(n+3)}\sum_{m=1}^{n}\left[(n-m)(n+3)+m\right]\alpha_m\beta_{n-m}, \beta_0 = 1. \qquad (18)$$

Наиболее просто значения, входящие в выражение (17) коэффициентов β_n находятся при следующем виде зависимости коэффициента ε_1 от y:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)}(1+\xi y)^{\gamma},\ |\xi y_1| < 1. \qquad (19)$$

В этом случае рекуррентное соотношение для коэффициентов β_n равно

$$\beta_n = -\xi\,\frac{[(n+2)(n-1)+\gamma n]}{n(n+3)}\beta_{n-1}, \beta_0 = 1. \qquad (20)$$

Из (20) следует, что значения коэффициентов β_n можно находить непосредственно по формуле:

$$\beta_{n\ge1} = (-1)^n \xi^n \prod_{\kappa=1}^{n} \frac{[(k+2)(k-1)+\gamma k]}{k(k+3)}, \beta_0 = 1. \qquad (21)$$

Явный вид функция φ имеет при $\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)} = \mathrm{const}$ (однородные ядра)

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)} y^{\gamma} \ \text{ и } \ \varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(0)}\exp(By), \qquad (22)$$

Найденные с учетом (22) функции φ имеют, соответственно, следующий вид:

$$\varphi = y;\ \varphi = y^{\frac{\mu-1-\gamma}{2}},\ \ \mu = \sqrt{(1+\gamma)^2+8}; \qquad (23)$$

$$\varphi = 3\left[\left(\frac{1}{B} - \frac{2}{yB^2} + \frac{2}{y^2B^2}\right) - \frac{2}{y^2B^3}\exp(-By)\right].$$

В переменные Δ_1 (13) и Δ_2 (14) входят коэффициенты $\varphi^{(1)}$ и $\frac{d\varphi^{(1)}}{dy}$. В случае функций (23), эти коэффициенты равны

$$\varphi^{(1)} = y_1,\ \ \frac{d\varphi^{(1)}}{dy} = 1;$$

$$\varphi^{(1)} = y_1^{\frac{\mu-1-\gamma}{2}},\ \ \frac{d\varphi^{(1)}}{dy} = \frac{1}{2}(\mu-1-\gamma)y_1^{\frac{\mu-3-\gamma}{2}};$$

$$\varphi^{(1)} = 3\left[\frac{1}{B} - \frac{2}{y_1B^2} + \frac{2}{y_1^2B^3}(1-e^{-By_1})\right], \qquad (24)$$

$$\frac{d\varphi^{(1)}}{dy} = \frac{6}{y_1^2B^2}\left[(1+e^{-By_1}) - \frac{2}{y_1B}(1-e^{-By_1})\right].$$

После приравнивания полной силы $\vec{F}_p$ (9) нулю приходим к следующей формуле для скорости термофореза:

$$\vec{U}_T = -f_T\frac{\nu_e}{T_{e\infty}}\nabla T_{e\infty}\,. \qquad (25)$$

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе решена задача о термофорезе в однокомпонентном газе двухслойной умеренно крупной твердой сферической аэрозольной частицы с коэффициентом теплопроводности ядра, зависящим от радиальной координаты.

При этом были получены формулы для силы и скорости термофореза рассмотренной частицы. Выведенные формулы позволяют оценивать термофоретическое движение двухслойной умеренно крупной частицы в связи с тем, что при решении задачи в граничных условиях на поверхности частицы были учтены все эффекты, линейные по числу Кнудсена. Поэтому с помощью найденных формул можно определять величину термофоретических силы и скорости с учетом, в частности, зависимости коэффициента теплового скольжения от кривизны поверхности, барнеттовского теплового скольжения, теплового скольжения, связанного с градиентом температуры, растекания молекул вдоль слоя Кнудсена, обусловленное неоднородным распределением температуры. Полученные формулы при коэффициенте теплопроводности ядра ε_1, равном коэффициенту теплопроводности ε_2 внешней оболочки, переходят в найденные ранее формулы для термофоретических силы и скорости однородных по теплофизическим свойствам умеренно крупных частиц [1]. При постоянном коэффициенте теплопроводности ядра ε_1 и числе Кнудсена $Kn = 0$ найденные формулы переходят в приведенные в [3; 14] формулы для силы и скорости термофореза твердых крупных частиц.

С помощью выведенных формул непосредственно оценивать величину термофоретических силы и скорости частиц можно в случае частиц с коэффициентом теплопроводности ядер, являющимся аналитической функцией. При этом наиболее просто оценки проводятся при постоянных коэффициентах теплопроводно-

сти ядер и ядрах, зависимость коэффициента теплопроводности которых от радиальной координаты близка к степенной и экспоненциальной.

Проведенный, исходя из найденных формул для силы и скорости термофореза, численный анализ показал, что зависимость коэффициента теплопроводности ядер частиц от радиальной координаты может оказать значительное влияние на величину силы и скорости термофореза как крупных, так и умеренно крупных аэрозольных частиц. Возрастание величины коэффициентов теплопроводности ядер и оболочек двухслойных частиц приводит к уменьшению силы и скорости термофореза, а уменьшение – к увеличению. При увеличении числа Кнудсена на термофоретическое движение двухслойных частиц все большее влияние оказывают поверхностные газокинетические эффекты, а влияние теплофизических свойств заметно уменьшается.

Следует отметить, что полученные в работе формулы могут быть использованы также при оценке термофоретического движения крупных и умеренно крупных частиц с жидким ядром.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И.* Теория термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц // Журнал технической физики. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2253-2661.
2. *Маясов Е.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И.* О термофорезе нелетучей сферической частицы в разреженном газе при малых числах Кнудсена // Письма в журнал технической физики. 1988. Т. 14. Вып. 6. С. 498-502.
3. *Яламов Ю.И., Чермошенцева О.Ф.* Гидродинамическая теория двухслойной аэрозольной частицы в неоднородной по температуре газовой смеси // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30. С. 422-425.
4. *Яламов Ю.И., Хасанов А.С.* Теория термофореза неоднородных аэрозольных частиц // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34. № 6. С. 929-935.
5. *Zheng F.* Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiment // Advances in Colloid and Interface Science. 2002. V. 97. P. 255-278.
6. *Грин Х., Лейн В.* Аэрозоли – пыли, дымы и туманы. М: Химия, 1969. 428 с.
7. *Berger C., Harvath H., Schindler W.* The deposition of soot particles from hot gas streams through pipes // Journal of Aerosol Science. 1995. V. 26. P. 211-218.
8. *Щукин Е.Р., Шулиманова З.Л.* Особенности осаждения за счет термофореза аэрозольных частиц в плоскопараллельных каналах со значительными поперечными перепадами температуры // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32. № 5. С. 726-731.
9. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.И., Погодаев В.А.* Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. М.: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
10. *Щукин Е.Р., Трайтак С.Д.* О роли термодиффузиофоретического и броуновского движения при захвате аэрозольных частиц каплям // Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15. № 1. С. 122-125.
11. *Вальдберг А.Ю., Исянов Л.М., Яламов Ю.И.* Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнений промышленными аэрозолями. СПб., 1993. 235 с.
12. *Ивлев И.С.* Микроструктурные особенности аэрозолей вулканического происхождения // Оптика атмосферы и океана. 1996. № 8. С. 1039-1057.
13. *Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб.: НИИХ СПбГУ, 1999. 194 с.
14. *Щукин Е.Р., Мягков А.В., Островский Ю.К.* Теория движения летучих и нелетучих двухслойных аэрозольных частиц в газовых смесях с неоднородным распределением температуры и концентрации // Журнал технической физики. 1978. Т. 52. № 6. С. 1545-1549.

Поступила в редакцию 3 июня 2014 г.

Shchukin E.R., Malay N.V., Shulimanova Z.L. MOVEMENT IN THE FIELD OF GRADIENT OF TEMPERATURE TWO-LAYER WITH MODERATELY LARGE SPHERICAL AEROSOL PARTICLE NON-UNIFORM KERNEL

In quasi-stationary approximation, when the Reynolds number is a lot smaller units, the problem of thermoforming movement in one-component gas solid aerosol particles with allowance based on radial coordinate of heat conductivity coefficient of the kernel and gas kinetic boundary conditions is solved. The carried out analysis, in particular showed that the core and shell thermal conductivity increasing decreases the thermophoresis force and rate and its decreasing leads to increase.

Key words: double-layer spherical particles with non-uniform kernel thermophoresis.

Щукин Евгений Романович, Институт высоких температур РАН, г. Москва, Российская Федерация, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник, e-mail: evgrom@yandex.ru

Shchukin Evgeniy Romanovich, Institute of High Temperatures of RAS, Moscow, Russian Federation, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Leading Scientific Worker, e-mail: evgrom@yandex.ru

Малай Николай Владимирович, Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Российская Федерация, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической и математической физики, e-mail: malay@bsu.edu.ru

Malay Nikolay Vladimirovich, the State National Research University, Belgorod, Russian Federation, Doctor of Physics and Mathematics, Professor of Theoretical and Mathematical Physics Department, e-mail: malay@bsu.edu.ru

Шулиманова Зинаида Леонидовна, Российская открытая академия транспорта Московский государственный университет путей сообщения, г. Москва, Российская Федерация, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики и химии, e-mail: zinaida110@yandex.ru

Shulimanova Zynaida Leonidovna, Russian Open Academy of Transport of Moscow State University of Means of Communication, Moscow, Russian Federation, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Head of Physics and Chemistry Department, e-mail: zinaida110@yandex.ru <mailto:zinaida110@yandex.ru