

РОЗДІЛ «ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА. ТЕПЛОТЕХНІКА»

УДК 621.01.216

ПАВЛЕНКО А.М., д.т.н., профессор
КЛИМОВ Р.А., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

ОСОБЕННОСТИ СИЛОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЗАКИПАЮЩИХ ЧАСТИЦ ЭМУЛЬСИИ

Введение. В промышленности широкое применение находят смазочно-охлаждающие жидкости (СОЖ), которые в наибольшей степени определяют снижение изнашивания режущего инструмента и улучшение качества обрабатываемых поверхностей как в технологии металлообработки, так и других производств [1]. Для снижения затрат экономически целесообразным является повторное использование отработанных СОЖ, но для этого их составы необходимо привести к нормативным, т.е. очистить от механических примесей, а также получить наиболее устойчивую к расслоению структуру, т.е. необходимо получить наименьший размер дисперсной фазы. Поэтому изучение процессов дробления капель дискретно распределенной фазы является важным для определения оптимальных режимов диспергирования, что влечет за собой значительное снижение затрат энергии как при самом процессе измельчения и дробления, так и финансовых затрат при многократном использовании одной и той же СОЖ, предварительно подготовленной перед каждым циклом использования.

Постановка задачи. Проведем исследование дробления капель дисперсной фазы, находящейся в окружении других капель при их закипании. При этом процесс дробления возможен из-за значительных разностей в ускорениях (скоростях) роста границ раздела масло-пар, вызванных различными амплитудами и частотами их колебаний при резком сбросе давления для частиц различных размеров. Данные условия могут привести к появлению неустойчивостей типа Релея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца [2]. В качестве объекта исследования примем эмульсию, показанную в [3] и схематически представленную на рис. 1.

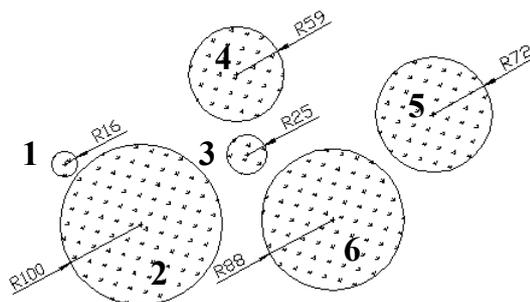


Рисунок 1 – К расчетной модели дробления капель дисперсной фазы эмульсии (характерные размеры в микронах)

Рассматривая каплю эмульсии, можно сделать вывод о том, что основную роль на процессы ее разрушения будут оказывать силы, действующие по нормальной составляющей к поверхности капли, т.е. силы, направленные либо к центру капли, либо от него. Ускорение и скорость как показатели сил, действующих на поверхность капли от нескольких источников, определяются выражениями

$$g_n(x_0, y_0) = \sum_{i=1}^{N-1} g_i(x_0, y_0) \cdot k_{n_i} ; \quad w_n(x_0, y_0) = \sum_{i=1}^{N-1} w_i(x_0, y_0) \cdot k_{n_i} , \quad (1)$$

где x_0, y_0 – координаты точки на поверхности капли; g, w – ускорение и скорость в искомой точке, действующее от какого-либо источника [4]; N – общее число закипающих капель дисперсной фазы; k_n – поправка на нормальную составляющую:

$$k_n = \frac{(x_i - x_0)\sin\beta + (y_i - y_0)\cos\beta}{d_i(x_0, y_0)}, \quad (2)$$

где β – угол от вертикальной оси, выходящей из центра рассматриваемой капли, определяет координаты точек поверхности данной капли; $d_i(x_0, y_0)$ – радиус-вектор от центра i -ой капли до поверхности рассматриваемой частицы.

Важным является рассмотрение сил, действующих на противоположные стороны включения. Находя, например, ускорение и вызванную им силу на одной стороне капли и противоположной стороне, будем считать, что если две противоположные силы направлены к центру рассматриваемой капли, то общая сила, действующая на каплю, равна сумме данных двух сил. Если обе силы направлены от центра капли, то общая сила также равна сумме двух векторных сил. В том случае, если обе силы действуют разнонаправленно по отношению к центру капли, т.е. однонаправлены в пространстве, определяющей будем считать ту силу, которая имеет большее значение из двух действующих. Таким образом, на включение дисперсной фазы, которая не закипает (т.е. не создает никакого противодействия силам, действующим на него), определяющим воздействием, приводящим к возможному разрушению, будет максимум двух сил, которые действуют на противоположные стороны, при условиях, описанных выше.

В случае же, когда капля эмульсии начинает закипать, она имеет свою силу, которая будет противодействовать внешнему воздействию со стороны других источников. Тогда определяющей силой может быть та, которая действует на одну сторону включения и превышает силу противодействия. Все это является основным отличием в рассмотрении сил, действующих на каплю, которая закипает, в отличие от незакипающей капли. Это означает, что необходимо учитывать два данных максимума и определять из них главный. Возможно совпадение в существовании этих максимумов сил.

Общее, действующее на каплю, ускорение определится уравнением

$$\Delta g = g_{p1} + g_{p2}, \quad (3)$$

где g_{p1}, g_{p2} – результирующие ускорения, определяемые с противоположных сторон поверхности рассматриваемой капли соответственно.

При несовпадении максимумов сил (ускорений, скоростей), действующих на противоположные стороны включения и с одной стороны, считаем определяющей ту общую силу, которая имеет большее значение:

$$g_d = \begin{cases} \Delta g_1, \Delta g_1 > \Delta g_2; \\ \Delta g_2, \Delta g_1 < \Delta g_2, \end{cases} \quad (4)$$

где $\Delta g_1, \Delta g_2$ – общие действующие на каплю ускорения, рассчитанные по максимумам, действующим на противоположные стороны и с одной стороны соответственно.

Были проведены исследования того, как изменяются силы, действующие на каплю с течением времени, а также как изменяется угол максимального воздействия силы. Для данных условий силы равны [2, 4]:

$$\begin{aligned} F_{g1m} &= 4\pi R_m^3 \rho_m g_{1m}, & F_{g2m} &= 4\pi R_m^3 \rho_m g_{2m}, & F_{gm} &= 4\pi R_m^3 \rho_m g_m, \\ F_{Bo_m} &= 4\pi R_m^3 \rho_m g_{d_m}, & F_{Bo_m}^{cr} &= 40\pi \sigma R_m, & \Delta F_{Bo_m} &= F_{Bo_m} - 8\pi \sigma R_m, \end{aligned} \quad (5)$$

где F_{g1m} , F_{g2m} – силы, действующие на каплю; F_{gm} – сила противодействия самой капли; F_{Bo_m} – суммарная, действующая на каплю сила; $F_{Bo_m}^{cr}$ – критическая сила, вызывающая неустойчивость по Бонду; ΔF_{Bo_m} – сила, определяющая деформацию либо перемещение капли; m – номер капли (рис.1).

Расчет проводим либо до взаимной встречи капель, либо до выполнения условия

$$F_{Bo_m} \geq F_{Bo_m}^{cr} . \quad (6)$$

Результаты работы. Результаты расчетов по уравнениям (1)-(6) совместно с уравнениями динамики роста паровой фазы [4] методом сеток представлены на рис.2. При этом расчет проводился для $t_0 = 105$ °С до момента встречи двух наиболее близко расположенных капель. Из рис.2, а) видно, что критическая сила $F_{Bo_m}^{cr}$ с течением времени увеличивается, что связано с увеличением радиуса R_m рассматриваемой капли, а величины сил, действующих на каплю стремятся во времени к нулю.

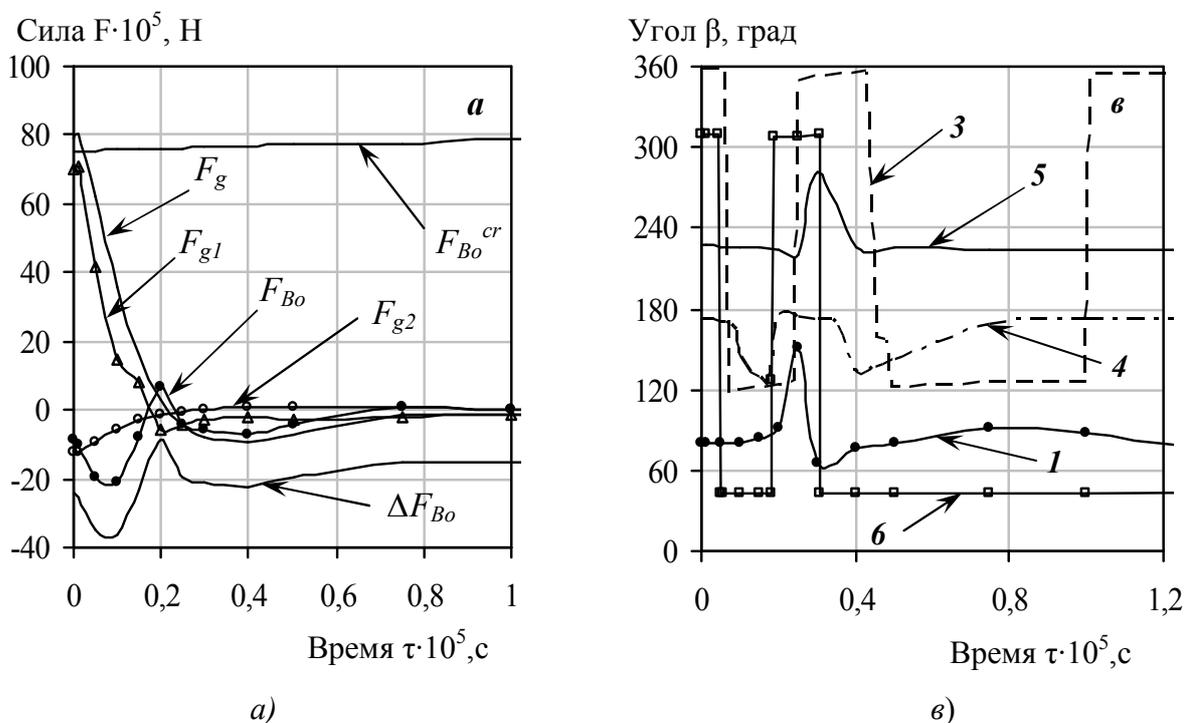


Рисунок 2 – Изменение во времени сил, действующих на каплю №4, (а) и угла действия максимальной силы (б)

Поэтому можно сделать вывод о том, что, если не учитывать дальнейшего взаимодействия капель между собой при их соприкосновении, то при $t_0 = 105$ °С, если в начальные моменты сброса давления системы дробления крупных капель не произойдет, то до момента соприкосновения они уже не разрушатся. Кривые изменения F_{g1} , F_{g2} показывают на тот максимум силы, который действует в данный момент времени. Совместное их рассмотрение позволяет определить силу F_{Bo} , которая в свою очередь и играет основную роль в данном процессе. Видно, что для капли №4 (рис.2, а) при положительном значении силы F_{Bo} возможно лишь ее перемещение, на что указывает отрицательный знак ΔF_{Bo} .

Наиболее резкое изменение угла действия максимальной силы наблюдается для капель №3 и 6 (рис.2, в). Для примера рассмотрим каплю №6. Как видно из рис.2, в), с изменением угла действия максимальной силы изменяется доминирующее воздействие либо пятой капли ($\beta \approx 40^\circ$), либо третьей ($\beta \approx 300^\circ$) совместно с четвертой. Это также видно и на рис.2, а), как резко снижается сила F_{g2} и, как следствие – скачок действующей силы F_{Bo} из-за того, что F_{g2} и F_g оказываются одно направленными, и определяющей становится сила F_{g2} . Можно сделать вывод о том, что угол β может резко изменяться только у тех капель, которые находятся в окружении других, тогда как капли, находящиеся на «окраине», угол действия максимальной силы будут изменять на небольшую величину. Это объяснимо тем, что для капель, находящихся внутри эмульсии, может достаточно быстро как по значению, так и по направлению изменяться максимум силы вследствие достаточно близкого расположения соседних капель, которые изменяют свое доминирующее влияние на данную частицу. В то же время капли, находящиеся в наружных слоях, имеют соседей на малой доле своей окружности, что и предопределяет небольшое значение изменения угла действия максимальной силы.

Выводы. Рассмотрена модель дробления крупных включений дисперсной фазы эмульсии. Расчетom установлены углы действия максимальных сил, из которых видно, что процесс дробления закипающих включений протекает при различных максимумах усилий (различных углах β) в сравнении с незакипающими частицами. Это показывает на необходимость нахождения как минимум двух максимальных усилий, которые могут совпадать по углу своего действия на каплю, либо значительно различаться по этому углу действия. Большую роль играют ПАВ, которые позволяют раздробить частицу при гораздо меньших прикладываемых к ней усилиях со стороны других закипающих включений. Учет этих явлений позволит еще более детально и точно рассматривать процессы роста и дробления включений дисперсной фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смазочно-охлаждающие технологические средства для обработки металлов резанием: Справочник/ Под ред. С.Г.Энтелиса. – М.: Машиностроение. – 1986. – 352с.
2. Долинский А.А., Павленко А.М., Басок Б.И. Теплофизические процессы в эмульсиях. – Киев: Наукова думка. – 2005. – 265с.
3. Эмульсии/ Под ред. Ф.Шермана. – Л.: Химия, 1972. – 312с.
4. Павленко А.М., Климов Р.А., Басок Б.И. Кинетика испарения в процессах гомогенизации// Пром. теплотехника. – 2006. – Т. 28. – №6. – С.14-20.

УДК 532.542.86.(088.8)

ГОЦУЛЕНКО В.В., к.т.н., доцент

Запорожская государственная инженерная академия

АВТОКОЛЕБАНИЯ ФЕНОМЕНА РИЙКЕ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СОВМЕЩЕНИЕМ ДЕЙСТВИЯ ЕГО МЕХАНИЗМОВ

Введение. Один из первых предложенных известных механизмов феномена Рийке заключается в наличии запаздывания τ_R объемной релаксации при теплоотдаче от электроспирали [1]. Затем позже были обоснованы другие механизмы, которые за-

ключались в образовании нисходящих ветвей гидравлического $h_\ell(Q_t)$ и теплового $h_T(Q_t)$ сопротивлений [2], где Q_t – объемный расход нагретого воздуха.

Нисходящая ветвь зависимости $h_\ell(Q_t)$ образуется при ламинарном режиме и вызвана тем, что с увеличением расхода Q_t при постоянной мощности электроспирали нагревателя снижается температура нагретого потока воздуха, уменьшаются его вязкость и соответственно гидравлические потери.

Тепловое сопротивление [3] $h_T = \rho_1 (w_1^2 - w_2^2) / 2$, где ρ_1 – плотность потока, w_1 – его скорость перед нагревателем, а w_2 – скорость после его нагрева. Изменение скорости по величине, обусловленное теплоподводом, составляет местные потери на участке трубы Рийке, где осуществляется нагрев воздуха. Уравнение зависимости $h_T(Q_t)$ для изобарного процесса подвода теплоты, осуществляющегося в трубе Рийке, приведено в [3].

Исходя из этого, ее напорная характеристика $F(Q_t)$ [4] как зависимость давления равнодействующей сил от расхода, осуществляющего сквозное движение в трубе Рийке, в области малых расходов может быть возрастающей. Это составляет необходимое условие возбуждения автоколебаний феномена Рийке, имеющих определенную аналогию с известным явлением помпажа в пневмо или гидросистемах, в которых напор также образуется из-за превращения в него энергии, но механической вращения на валу привода нагнетателя. Восходящая ветвь напорной характеристики нагнетателя возникает из-за образования нисходящей ветви зависимости отрывных вихревых потерь при снижении подачи.

Следует отметить, что в трубе Рийке восходящая ветвь характеристики $F(Q_t)$ может образоваться, кроме того, из-за восходящей ветви давления подъемной силы $A(Q_t)$, входящей в ее состав, а также возникновения спадающей ступеньки ветви $h_\ell(Q_t)$ при переходе от турбулентного режима к ламинарному с увеличением расхода, что обосновано в [4].

Динамическое уравнение состояния [1], в состав которого входит запаздывание τ_R объемной релаксации, было использовано при построении границы области устойчивости движения в трубе Рийке, но периодического решения системы уравнений движения [5] получено не было.

Постановка задачи. Задачей данной работы является исследование путем математического моделирования автоколебаний феномена Рийке при совмещении действий его механизмов.

Система уравнений феномена Рийке с учетом запаздывания τ_R объемной релаксации. Используя уравнение состояния, приведенное в монографии [1],

$$p_t = a_\infty^2 \rho_t(t) - (a_\infty^2 - a_0^2) \rho_t(t - \tau_R), \quad (1)$$

а также уравнение сохранения массы

$$\frac{V}{\rho_t} \frac{d\rho_t}{dt} = \varphi(P_t) - Q_t, \quad (2)$$

рассматриваемое в работе [4], его было преобразовано [5] в следующее:

$$C_a \frac{dP}{dt} = Q_t - \varphi(P) - \alpha \{ Q_t(t - \tau_R) - \varphi(P(t - \tau_R)) \}, \quad (3)$$

которое совместно с уравнением изменения импульса массы [4]

$$L_a \frac{dQ_t}{dt} = F(Q_t) - P \quad (4)$$

составляет систему уравнений нестационарного движения, включающую запаздывание τ_R объемной релаксации [5], где $F(Q_t) = A(Q_t) - h_\ell(Q_t) - h_T(Q_t)$, $A(Q_t) = gZ_\ell(\rho_t - \rho_1)$, $P = p_1 - p_t$, $\alpha = 1 - (a_0/a_\infty)^2$, Z_ℓ – длина трубы Рийке, ρ_t и ρ_1 – соответственно плотность нагретого и холодного воздуха в окружающей среде, $Q_t = \varphi(P)$ – обращение зависимости $P = kQ_t^2$, являющейся характеристикой потерь перед входом в трубу Рийке, включая потери, возникающие при обтекании потоком электроспиральи нагревателя [4, 6].

Численный алгоритм интегрирования уравнений с запаздыванием. Запишем систему уравнений (3)-(4) в следующем виде:

$$L_a \frac{dx}{dt} = H(x) - y, \quad C_a \frac{dy}{dt} = x(t) - \varphi(y) - \alpha \{x(t - \tau) - \varphi(y(t - \tau))\},$$

где $\alpha = \text{const} > 0$, $H(x) = H_0 + \theta_0 x(x - \theta_1)(x - \theta_2)$ – напорная характеристика, $x = \varphi(y)$ – функция обратная к $y = h_c(x) = kx^2$. Задавшись значением стационарного расхода ξ , из условий равенства производных $\frac{dx}{dt} = 0$ и $\frac{dy}{dt} = 0$ на стационарном режиме получаем систему алгебраических уравнений: $H(x) - y = 0$, $x - \varphi(y) = 0$, $x = \xi$,

откуда получаем, что $k = H(\xi) / \xi^2$. Теперь, задавшись $h = \frac{y_{\max} - y_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}}$ и учитывая, что

в общем случае расчетная (x, y) область сильно вытянута вдоль одной из координатных осей, т.е. $\max\{h, 1/h\} \gg 1$, получаем, что с точки численного счета рассматриваемая система является жесткой. Для устранения этого недостатка выполним предварительно следующую замену переменных: $t' = m_t t$, $x'(t') = m_x x(t)$, $y'(t') = m_y y(t)$, где m_t , m_x , m_y – константы. Далее, учитывая, что

$$x(t - \tau) = \frac{x'((t - \tau)')}{m_x} = \frac{x'(m_t(t - \tau))}{m_x} = \frac{x'(t' - \tau')}{m_x}, \quad y(t - \tau) = \frac{y'((t - \tau)')}{m_y} = \frac{y'(m_t(t - \tau))}{m_y} = \frac{y'(t' - \tau')}{m_y},$$

где положено $\tau' = m_t \tau$, приходим к следующей системе уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{m_y m_t}{m_x} L_a \right) \frac{dx'}{dt'} &= m_y H\left(\frac{x'}{m_x}\right) - y', \\ \left(\frac{m_x m_t}{m_y} C_a \right) \frac{dy'}{dt'} &= x' - m_x \varphi\left(\frac{y'}{m_y}\right) - \alpha \left\{ x'(t' - \tau') - m_x \varphi\left(\frac{y'(t' - \tau')}{m_y}\right) \right\}, \end{aligned} \right.$$

или полагая $L'_a = \frac{m_y m_t}{m_x} L_a$, $C'_a = \frac{m_x m_t}{m_y} C_a$, $H'(x') = m_y H\left(\frac{x'}{m_x}\right)$, $\varphi'(y') = m_x \varphi\left(\frac{y'}{m_y}\right)$,

окончательно получаем:

$$L'_a \frac{dx'}{dt'} = H'(x') - y', \quad C'_a \frac{dy'}{dt'} = x' - \varphi'(y') - \alpha \{x'(t' - \tau') - \varphi'(y'(t' - \tau'))\}.$$

Теперь будем предполагать, что рассматриваемая система уже приведена к системе координат, в которых расчетная область удовлетворяет условию $\max\{h, 1/h\} \approx 1$. Введем также обозначения $G(x, y) = H(x) - y$, $F(x, y, X, Y) = x - \varphi(y) - \alpha \{X - \varphi(Y)\}$ и рассмотрим следующий численный алгоритм [4, 7]: $n = 0; \overline{N(\varepsilon)}$,

$$\begin{bmatrix} t_0 \\ x_0 \\ y_0 \end{bmatrix} - \text{вектор начальных данных, } \begin{cases} x_{n+1} = x_n + \Delta t_n G(x_n, y_n), \\ y_{n+1} = y_n + \Delta t_n F(x_n, y_n, x_{k(n)}, y_{k(n)}), \\ t_{n+1} = t_n + \Delta t_n, \\ \Delta t_n = \varepsilon / \sqrt{G^2(x_n, y_n) + F^2(x_n, y_n, x_{k(n)}, y_{k(n)})}, \end{cases}$$

где $k(n) = \max\{m \geq 0 : t_{m+1} > t_n - \tau \geq t_m\}$, $\varepsilon > 0$ – параметр сходимости алгоритма.

Задавшись произвольным отрезком $t_0 \leq t \leq T$ и выбрав $N(\varepsilon)$ из условия $t_{N(\varepsilon)} \geq T$, обозначим через $\ell_{N(\varepsilon)}(t)$ ломаную с узлами в точках $r_n = (x_n, y_n)$, $n = 0, 1, \dots, N(\varepsilon)$. Тогда, как показано в работе [7], длина каждого звена ломаной $\ell_{N(\varepsilon)}(t)$ равна ε и выполняется соотношение $\liminf_{\varepsilon \rightarrow 0} \max_{t_0 \leq t \leq T} |\ell_{N(\varepsilon)}(t) - (x(t), y(t))| = 0$.

Таким образом, рассматриваемый численный метод является равномерно сходящимся на любом конечном отрезке времени.

Результаты работы. Система уравнений (3)-(4) в случае наличия запаздывания объемной релаксации $\tau_R \neq 0$ [1] при монотонно убывающей характеристике $F(Q_t)$, что имеет место при отсутствии нисходящих ветвей зависимостей $h_\ell(Q_t)$ и $h_T(Q_t)$, периодических решений не имеет.

При $\alpha = 0$ течение в трубе Рийке безрелаксационное, а с заменой электроспирали газовой горелкой система уравнений (3) – (4) переходит в (5), которая описывает явление “поющего” пламени Хиггинса [6].

$$\begin{cases} L_a \frac{dQ_t}{dt} = F(Q_t) - P, \\ C_a \frac{dP}{dt} = Q_t - \varphi(P(t - \tau)), \end{cases} \quad (5)$$

где τ – феноменологическое запаздывание сгорания.

В случае монотонно падающей характеристики $F(Q_t)$ также периодическое решение системы (5) не образуется, что подтверждается результатами работы [8]. Таким образом, при естественном движении, когда в трубе Рийке исключены механизмы, обусловленные нисходящими ветвями зависимостей $h_\ell(Q_t)$ и $h_T(Q_t)$, запаздывание как объемной релаксации τ_R , так и сгорания топлива τ не составляет причину возбуждения автоколебаний.

При таких же условиях феноменологическое запаздывание τ не оказывает изменения на автоколебания “поющего” пламени [6], обусловленных восходящей ветвью седлообразной характеристики $F(Q_t)$. Амплитуды колебаний, близких к гармоническим, при наличии запаздывания τ возрастают с его увеличением [7].

Поэтому автоколебания феномена Рийке возбуждаются из-за образования восходящей ветви характеристики $F(Q_t)$, причиной которой являются нисходящие ветви зависимостей $h_\ell(Q_t)$ и $h_T(Q_t)$. Зависимость $h_\ell(Q_t)$ была реализована при описании колебаний в [4].

Периодические решения системы уравнений (3)-(4), когда восходящая ветвь $F(Q_t)$ образуется из-за теплового сопротивления $F(Q_t)$, изображены на рис.1.

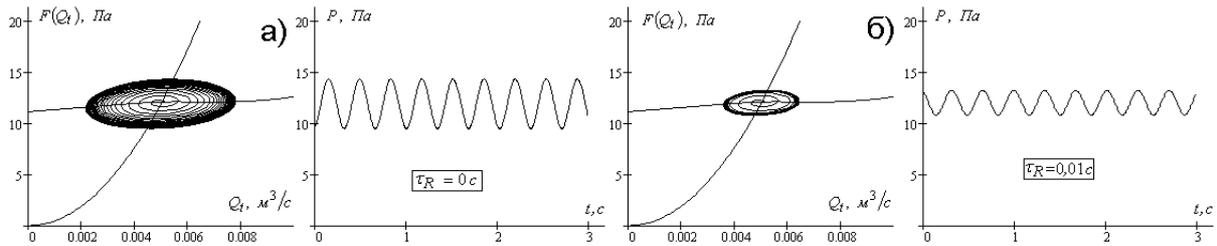
а) безрелаксационные; б) при изменении запаздывания τ_R

Рисунок 1 – Автоколебания Рийке, обусловленные тепловым сопротивлением

При одновременном проявлении отрицательных сопротивлений $h_\ell(Q_t)$ и $h_T(Q_t)$ колебания Рийке представлены на рис.2.

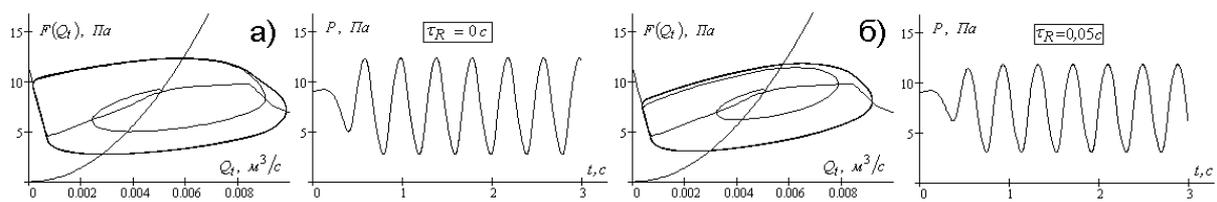
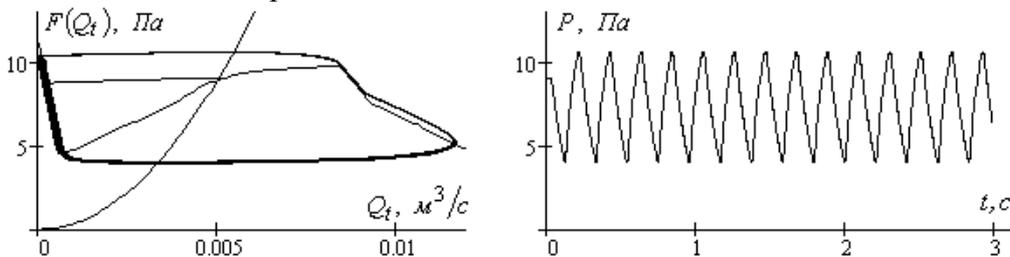
а) безрелаксационные; б) при изменении запаздывания τ_R

Рисунок 2 – Автоколебания Рийке, обусловленные тепловым и гидравлическим сопротивлениями

При проявлении действия квазиупругой силы релаксационного запаздывания τ_R амплитуда колебаний в рассмотренных случаях (рис.1, 2) снижается, а затем с возрастанием τ_R , когда его величина становится больше истинных релаксационных значений, наблюдается ее возрастание.

Рисунок 3 – Предельный цикл и релаксационные автоколебания, не изменяющиеся по амплитуде от волнового сопротивления Z и запаздывания объемной релаксации τ_R

Значение амплитуды предельного цикла релаксационных автоколебаний, не изменяющееся из-за дальнейшего снижения волнового сопротивления $Z = \sqrt{L_a/C_a}$ (рис.3), также не зависит и от величины τ_R .

Выводы.

1. Установлено, что при естественном движении в трубе Рийке, напорная характеристика $F(Q_t)$ которой монотонно убывающая, запаздывание τ_R объемной релаксации не составляет причину автоколебаний. В таких же условиях не возбуждаются также автоколебания Хиггинса при наличии феноменологического запаздывания сгорания τ .

2. Определены автоколебания феномена Рийке, когда восходящая ветвь характеристики $F(Q_t)$ образована нисходящими ветвями зависимостей $h_\ell(Q_t)$ и $h_T(Q_t)$, установлено влияние на них запаздывания τ_R объемной релаксации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Н.М., Белик Н.П., Польшин А.В. Термоакустические колебания газожидкостных потоков в сложных трубопроводах энергетических установок. – К. – Д.: Высшая школа, 1985. – 160с.
2. Гоцуленко В.В. Механізми автоколивань, зумовлені нагріванням струменів повітря або газу// Збірник тез 4-ої Всеукраїнської студентської наукової конференції «Прикладна математика та інформатика». – Львів: ЛНУ. – 2001. – С.5.
3. Гоцуленко В.В., Гоцуленко В.Н. Тепловое сопротивление как механизм возбуждения автоколебаний теплоподводом// Сборник научных трудов ДГТУ (технические науки). – 2009. – Вып. 1(11). – С.95-100.
4. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование особенностей феномена Рийке// Математическое моделирование: РАН. – 2004. – Т.16. – № 9. – С.23-28.
5. Гоцуленко В.В. Влияние объемной релаксации на устойчивость течения в трубе Рийке// Системные технологии. – 2001. – № 6'(17). – С.102-104.
6. Гоцуленко В.В., Гоцуленко В.Н. Особенности феномена Рийке, явления поющего пламени Хиггинса и вибрационного горения в ЖРД// Сборник научных трудов ДГТУ. – 2008. – Вып. 1(9). – С.147-155.
7. Гоцуленко В.В. Математическое моделирование снижения амплитуд колебаний вибрационного горения в крупных промышленных агрегатах// Математическое моделирование: РАН. – 2005. – Т.17. – № 11. – С.16-24.
8. Гоцуленко В.В. О структуре предельных циклов одной динамической системы с запаздывающим аргументом// Вопросы прикладной математики и математического моделирования. – Днепропетровск: ДНУ. – 2008. – С.53-58.

УДК 665.521.004.17+536.423.

ГРЕКОВ В.Ф.,* к.т.н., доцент
ПЬЯНКОВ А.А.,* к.т.н., доцент
ЯЛОВОЙ Н.И., д.т.н., профессор
ОВСИЕВСКИЙ А.А.,** директор

Днепродзержинский государственный технический университет

*Харьковский университет воздушных сил

**Запорожский государственный комбинат «Звезда»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА И ПАРЦИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ БЕНЗИНА ПО ПАРАМЕТРАМ ПАРОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

Введение. Статья содержит некоторые результаты исследований, которые выполнены государственным предприятием – комбинатом «Звезда». Работы ведутся в соответствии с «планом мероприятий Кабинета Министров Украины (пункт 3) по выполнению заданий, вытекающих из послания Президента Украины (раздел 12, п.2, абзац 8) Верховному Совету Украины» [1] и общегосударственной программой защиты атмосферного воздуха от выбросов углеводородов и диоксида серы «Чистый воздух» на 2003-2010 годы [2]. Цель исследований: «Внедрение технологий улавливания и регенерации паров углеводородов на объектах нефтегазового комплекса».

Постановка задачи. Если в газовом пространстве резервуара существует паровоздушная смесь, состоящая из воздуха и паров углеводородных компонентов бензина, причем известны объемные доли этих компонентов, то может возникнуть задача определения температуры жидкого бензина и его углеводородных компонентов, давления паров которых определяют объемные доли компонентов в данной смеси при данной температуре. Другими словами, зная давления паров компонентов смеси бензина, нужно получить интегральную зависимость давления насыщенного пара смеси в зависимости от его температуры.

Давление насыщенных паров нефтепродукта описывается уравнением [3]

$$p_s = p_{s38} \exp(b_0(t_1 - 38)), \quad (1)$$

где p_{s38} – давление насыщенного пара смеси при температуре 38°C ;

t_1 – текущая температура нефтепродукта, $^\circ\text{C}$;

$b_0 = 0,034$ – коэффициент уравнения (1) для автомобильного бензина.

Пусть паровоздушная смесь состоит из компонентов бензина с соответствующим давлением насыщенного пара. Принимаем уравнение, аппроксимирующее давление насыщенного пара i -того компонента, в виде

$$p_{si} = a_i \exp(b_i t), \quad (2)$$

где a_i, b_i – константы уравнений состояния.

Некоторые физические параметры компонентов и их концентрации в паровоздушной смеси, а также значение коэффициентов a и b , полученные нами в соответствии с данными, взятыми из [3,4,5], приводятся в табл. 1.

Таблица 1 – Состав паровоздушной смеси и параметры компонентов

№№	Компонент	Формула	Мольная масса, μ	a , Па	$b, \frac{1}{\text{C}}$	$C_{vi}, \%$
1.	Пропан	C_3H_8	44	$4,726 \cdot 10^5$	0,027	1,5
2.	Изобутан	C_4H_{10}	58	$1,567 \cdot 10^5$	0,032	10
3.	Бутан	C_4H_{10}	58	$1,055 \cdot 10^5$	0,032	10
4.	Пентан	C_5H_{12}	72	$2,583 \cdot 10^4$	0,037	14
5.	Бензол	C_6H_6	78	$5,686 \cdot 10^3$	0,036	0,5
6.	Гексан	C_6H_{14}	86	$6,787 \cdot 10^3$	0,042	6

Результаты работы. Парциальные давления паров компонентов при известных их объемных долях, вычисленные по зависимости [6], представлены в табл. 2.

$$p_{pi} = C_{vi} \cdot p, \quad (3)$$

где p_{pi} – парциальное давление паров компонентов;

C_{vi} – объемная доля i -го компонента;

p – давление смеси.

Таблица 2 – Парциальное давление компонентов паровоздушной смеси

Компонент	Пропан	Изобутан	Бутан	Пентан	Бензол	Гексан
p_{pi} , кПа	1,52	8,104	10,13	14,182	0,506	6,078

Например, если парциальное давление паровоздушной смеси паров компонентов $p_{ps} = 40,52$ кПа, то величина этого давления является суммой парциальных давлений компонентов, входящих в состав жидкого бензина.

Определим температуру жидкого бензина, при которой может быть получена данная паровоздушная смесь.

Используя приведенное выше уравнение (1), найдем температуру j -того компонента жидкого бензина, при которой была получена данная паровоздушная смесь:

$$t_{sj} = \frac{38b_o + \ln\left(\frac{p_{ps}}{p_{s38j}}\right)}{b_o}, \quad (4)$$

где p_{ps} – сумма парциальных давлений компонентов в паровоздушной смеси;

p_{s38} – парциальное давление насыщенного пара при температуре 38°C j -того компонента.

Зависимость температуры жидкого бензина от заданного давления насыщенного пара p_{s38} приведена в табл.3.

Таблица 3 – Зависимость температуры жидкого бензина от заданного давления насыщенного пара p_{s38}

p_{s38} , кПа	50	60	70	80	90	100	110
t_s	31,82	26,450	21,920	17,990	14,53	11,43	8,63

Определим долю компонентов бензина в жидкой смеси следующим образом [3]:

$$\beta_{ij} = \frac{p_{pcj}}{a_i \exp(b_i t_{si})}. \quad (5)$$

Вычисленные по этой формуле доли компонентов жидкого бензина в зависимости от температуры приведены в табл.4.

Таблица 4 – Доли компонентов в жидком бензине в зависимости от его температуры

t_{sj} Компонент	31,82	26,450	21,920	17,990	14,53	11,43	8,63
Пропан	$1,36 \cdot 10^{-3}$	$1,574 \cdot 10^{-3}$	$1,779 \cdot 10^{-3}$	$1,978 \cdot 10^{-3}$	$2,172 \cdot 10^{-3}$	$2,361 \cdot 10^{-3}$	$2,547 \cdot 10^{-3}$
Изобутан	0,020	0,023	0,027	0,030	0,033	0,037	0,040
Бутан	0,035	0,041	0,048	0,054	0,060	0,067	0,073
Пентан	0,169	0,206	0,244	0,282	0,321	0,360	0,399
Бензол	0,028	0,034	0,040	0,047	0,053	0,059	0,065
Гексан	0,235	0,295	0,357	0,421	0,486	0,554	0,623
Сумма долей	0,489	0,602	0,717	0,835	0,956	1,079	1,203

На рис.1 полученные данные представлены в виде графика.

Сумма долей компонентов любой смеси равна 1. Давление насыщенного пара бензина, создаваемое компонентами паровоздушной смеси и соответствующее сумме долей углеводородов в жидкой фазе, равной 1, как видно из графика (рис.1), составляет 93,5кПа.

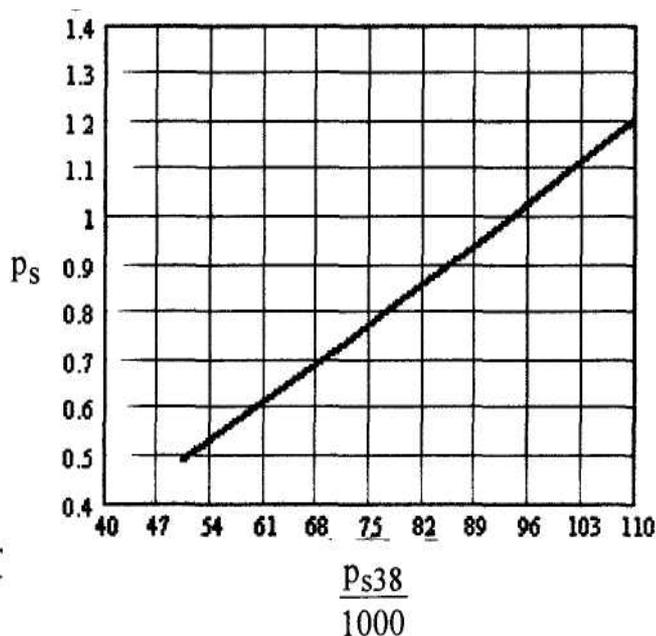


Рисунок 1 – Зависимость суммы долей компонентов бензина в жидком бензине от давления насыщенного пара (кПа)

Сравним интегральное значение давления насыщенного пара при $p_{s38} = 93,5$ кПа с давлением композиции из компонентов смеси при данном их соотношении. Для этого найдем сумму давлений компонент при изменении температуры от 0 до 40°C .

Парциальные давления компонентов и их суммарное давление над поверхностью жидкой фазы аппроксимируем зависимостями

$$p_{slij} = a_i \exp(b_i t_{1j}), \quad (6)$$

$$p_{plij} = P_{1sij} \beta_{ij}, \quad (7)$$

где p_{slij} – значения давления насыщений компонентов бензина;

p_{plij} – суммарное давление над поверхностью жидкой фазы.

Расчетные значения давлений компонентов и их суммарное значение при соответствующих температурах приведены в табл.5.

Таблица 5 – Расчетные значения давлений компонентов и их суммарное значение по температурам, кПа

t_{1j}	0	5	10	15	20	25	30	35	40
Пропан	1,06	1,21	1,39	1,59	1,82	2,08	2,38	2,72	3,12
Изобутан	5,42	6,30	7,32	8,50	9,88	11,48	13,33	15,49	18,00
Бутан	6,60	7,74	9,08	10,66	12,51	14,68	17,23	20,22	23,72
Пентан	8,64	10,39	12,50	15,04	18,10	21,78	26,20	31,53	37,94
Бензол	0,31	0,37	0,45	0,54	0,64	0,77	0,92	1,10	1,32
Гексан	3,46	4,27	5,27	6,50	8,02	9,89	12,20	15,05	18,57
Сумма парциальных давлений, кПа	25,5	30,3	36,0	42,8	51,0	60,7	72,3	86,1	102,7
p_{2s}	25,7	30,4	36,1	42,8	50,7	60,1	71,2	84,4	100,1

Давление насыщенного пара бензина при различных температурах определены в соответствии с уравнением (1) и представлены на рис.2.

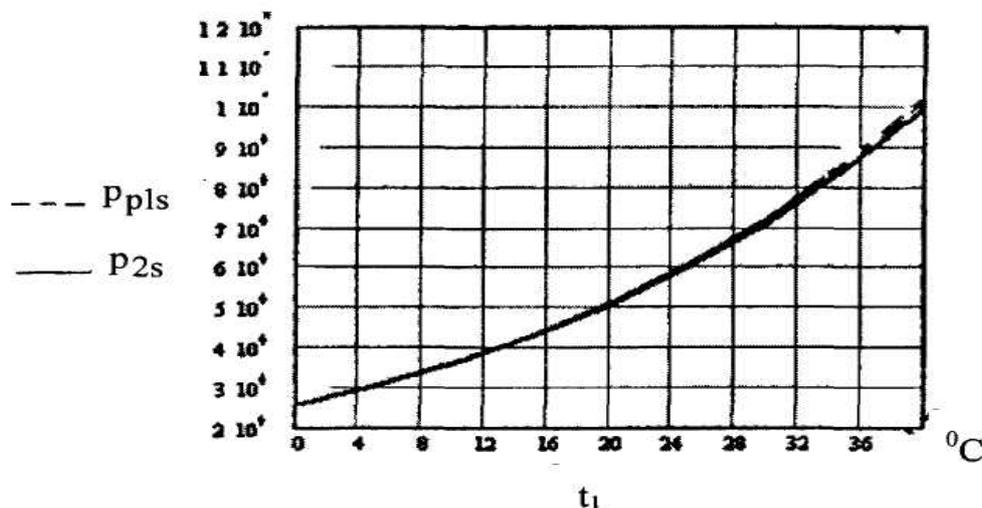


Рисунок 2 – Давление насыщенного пара в виде суммы давлений компонентов $p_{plс}$ и давление по интегральной зависимости p_{2s} от температуры смеси $^{\circ}C$

Кривые зависимостей давления насыщенного пара, представленного в виде суммы давлений компонентов $p_{plс}$, и давления насыщенного пара, представленного в виде интегральной зависимости p_{2s} , от температуры смеси практически совпадают.

Относительная погрешность между интегральной кривой давления насыщенного пара и суммой давлений компонент бензина составляет не более 2,6% и определяется по следующей формуле:

$$\Delta p_{sj} = \frac{P_{plsj} - P_{2sj}}{P_{2sj}} \quad (8)$$

Выводы. В работе приведены значения компонентов и их суммарное значение в зависимости от температуры. Определена зависимость температуры жидкого бензина от заданного давления насыщенного пара. Приведены значения долей компонентов бензина в зависимости от его температуры.

В работе приведена методика определения состава и парциального давления бензина по параметрам паровоздушной смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розпорядження Президента України. Київ. 12 червня 2002 р. №188/202-рп.
2. Общегосударственная программа защиты атмосферного воздуха от выбросов углеводородов и диоксида серы «Чистый воздух» на 2003-2010 годы.
3. А.А.Гуреев. Применение автомобильных бензинов. – Изд-во «Химия», 1972 – 185с.
4. Н.Б.Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей». Издание второе. – М.: Изд-во «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, 1972. – 720с.
5. Справочник химика. Т.1. – Л.: ГНТИ химической литературы, 1953. – 1072с.

УДК 66.02.071.7

ТАШИМОВ Л., д.т.н., профессор
БАЛАБЕКОВ О.С., д.т.н., профессор
МЕЙРБЕКОВ А.Т., к.т.н., доцент
КОШТАЕВА С., преподаватель

Международный казахско-турецкий университет им. Х.А.Ясави
Республика Казахстан, г. Шымкент

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И МАССООБМЕНА В НИЗКОЭНЕРГОЕМКОМ ГАЗО-ПЫЛЕУЛАВЛИВАЮЩЕМ АППАРАТЕ С КОНИЧЕСКИМ ПЕРФОРИРОВАННЫМ КОНТАКТНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ И ДВУМЯ ЗОНАМИ КОНТАКТА ФАЗ

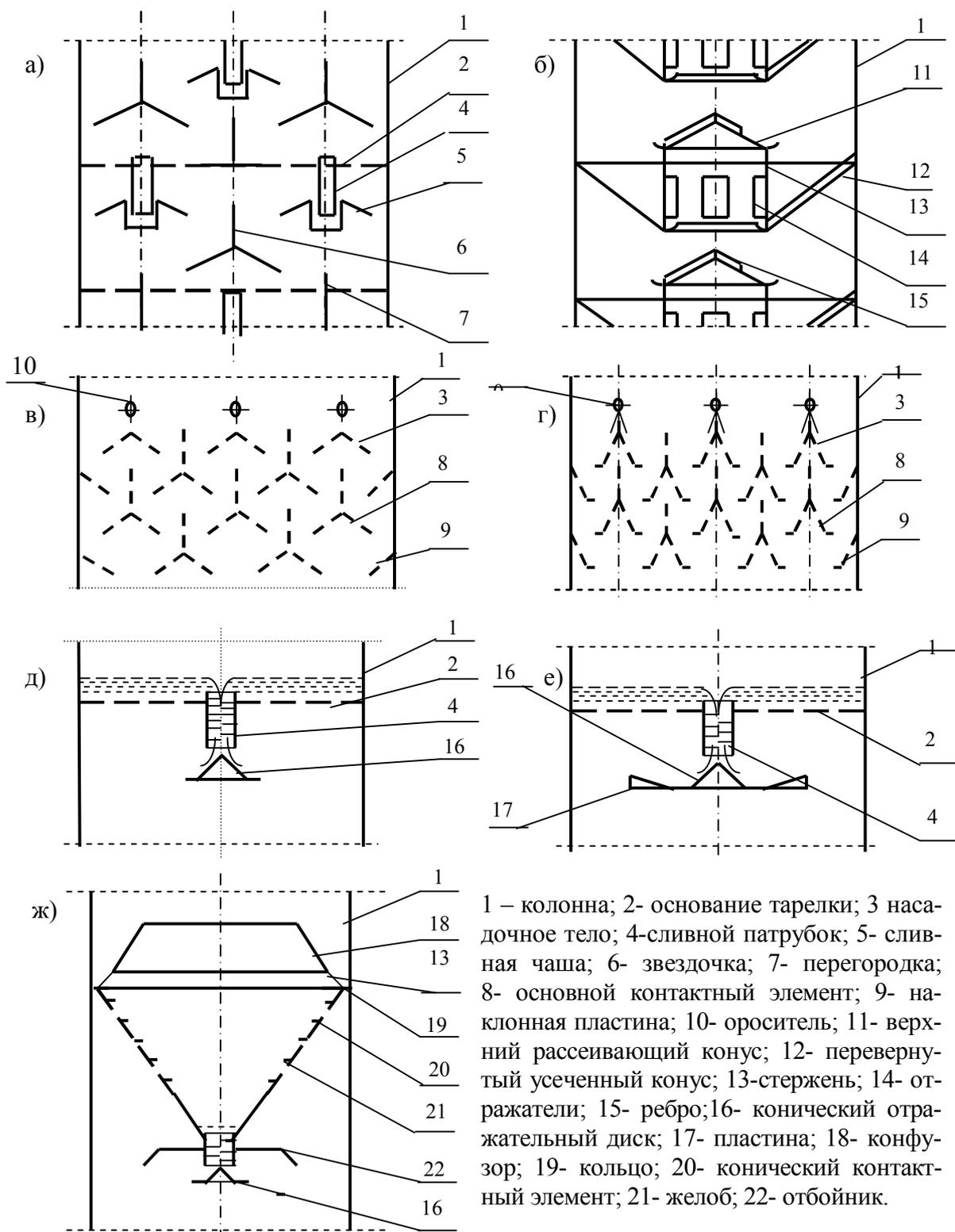
Введение. Из числа способов очистки газов и пыли наиболее перспективным является способ образования дополнительных зон контакта фаз (ДЗКФ). Аппараты с ДЗКФ отличаются простотой конструкции, низким гидравлическим сопротивлением и возможностью реализации масштабного перехода на основе суммирования отдельных исследованных элементов по принципу продольно-поперечного секционирования потоков в колонне.

На основе использования принципа самоорганизации природных процессов и научно-прогнозных решений по конструированию, изготовлению и эксплуатации газопылеулавливающих аппаратов промышленных размеров разработан ряд конструкций пылеуловителей, защищенных предварительными патентами Республики Казахстан (рис.1). Анализ предложенных конструкций показал их перспективность для промышленного освоения в качестве общепромышленного газо-пылеулавливающего аппарата с коническим перфорированным контактным элементом с двумя зонами контакта фаз (КПКЭ с ДЗКФ), т.к. в них использован принцип самоорганизации течения пленки, дробления её на струйки, а затем и на капли с образованием дополнительных зон контакта фаз.

Постановка задачи. При разработке аппарата с КПКЭ и ДЗКФ исходили из следующих требований: низкая энергоёмкость; высокая эффективность; реализация масштабного перехода. С этой целью тарелки выполнены перфорированными и коническими или наклонными. Такое решение в отличие от барботажных и пенных аппаратов, где энергия газового потока бесполезно затрачивается на барботирование и подъем высокого слоя жидкости, позволяет осуществить взаимодействия фаз при пленочном движении жидкости по наклонной поверхности тарелки. Второе требование реализуется за счет наличия сливного устройства и распределительного диска, которое способствует организованному перетоку жидкости с верхлежащей контактной ступени на нижележащую. И самое главное, при этом достигается возможность распределения жидкости по поперечному сечению контактной зоны в виде куполообразной пленки, которая под воздействием газового потока дробится на струйки, а затем на капли. Таким образом, создается дополнительная зона контакта фаз. Изложенное принципиально новое решение отвечает также требованию продольно-поперечного секционирования, т.к. из перфорированных конических или многогранных пирамидальных элементов с основанием от 500 до 1000 мм можно легко собрать достаточно жесткую конструкцию тарелки любых поперечных размеров.

Результаты работы. Проведенные стендовые исследования гидродинамики и эффективности процессов очистки газов от диоксида серы и пыли в аппарате с КПКЭ и ДЗКФ подтвердили вышеизложенные прогнозные решения.

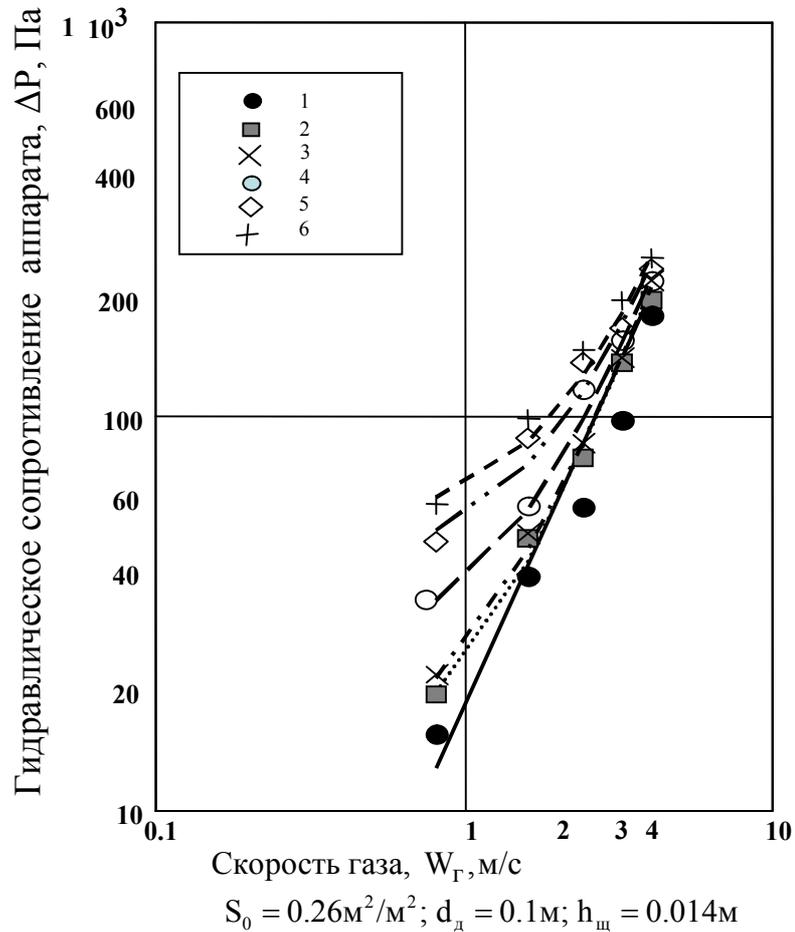
Выбор оптимальных режимных и конструктивных параметров любого контактного устройства начинается с установления их режимов. На основании этого, а также для выявления эффективности очистки газов аппаратом данным способом проведены исследования аппарата, представленного на рис.1ж.



а) – переливное устройство [1]; б) – контактное устройство [2]; в) – контактное устройство [3]; г) – контактное устройство [4]; д) – переливное устройство [5]; е) – переливное устройство [6]; ж) – контактное устройство для массообменных процессов [7]

Рисунок 1 – Разработанные контактные элементы пылеуловителей

Из графика зависимости режимов взаимодействия потоков (рис.2) и визуальных наблюдений видно наличие двух участков, характеризующихся различными режимами взаимодействия потоков.



Обозначение экспериментальных точек и кривых:

1 – $Q_{\text{ж}} = 0 \text{ м}^3/\text{с}$; 2 – $Q_{\text{ж}} = 0,0002 \text{ м}^3/\text{с}$; 3 – $Q_{\text{ж}} = 0,00025 \text{ м}^3/\text{с}$;
 4 – $Q_{\text{ж}} = 0,006 \text{ м}^3/\text{с}$; 5 – $Q_{\text{ж}} = 0,0011 \text{ м}^3/\text{с}$; 6 – $Q_{\text{ж}} = 0,0014 \text{ м}^3/\text{с}$

Рисунок 2 – Режимы взаимодействия потоков

Первый режим реализуется при линейной скорости газа $W_{\text{Г}}$ до $1,6 \div 1,7 \text{ м/с}$. Как показали визуальные наблюдения и материалы кино-фотосъемки в этом диапазоне скоростей газа жидкость стекает по внутренней (относительно движения воздушного потока) поверхности конической перфорированной тарелки и поступает в сливную трубу, откуда из щели между сливным патрубком и распределительным диском вытекает в виде куполообразной пленки, которая под воздействием газового потока попадает в пространство между конфузуром и стенкой аппарата, что соответствует началу рабочего режима при $W_{\text{Г}}=0,8 \text{ м/с}$. Таким образом, в диапазоне скоростей газа $0,8 \div 1,7 \text{ м/с}$ реализуется пленочное течение жидкости. Здесь влияние на ΔP расхода жидкости существенно (рис.2).

При скорости газа $W_{\text{Г}} \geq 1,7 \div 1,8 \text{ м/с}$ в аппарате происходит постепенное изменение траектории горизонтального пленочного течения в дополнительной зоне. С дальнейшим повышением скорости газа происходит интенсивное дробление жидкостной пленки на струйки, а затем и на капли. Последние начинают уноситься газовым потоком к наружной поверхности конусообразной тарелки, где при соударении происходит дробление капель, которые затем через отверстия тарелки эжектируются во внутреннюю зону. Здесь, во внутренней зоне конусообразной тарелки, происходит интенсив-

ные капельно-струйно- и пленочное взаимодействие с образованием турбулизированного газожидкостного слоя, кажущаяся плотность которого снижается по мере роста его высоты. При достижении $W_r = 4,0 \div 4,2$ м/с весь объем конической тарелки представляет вспененную эмульсию.

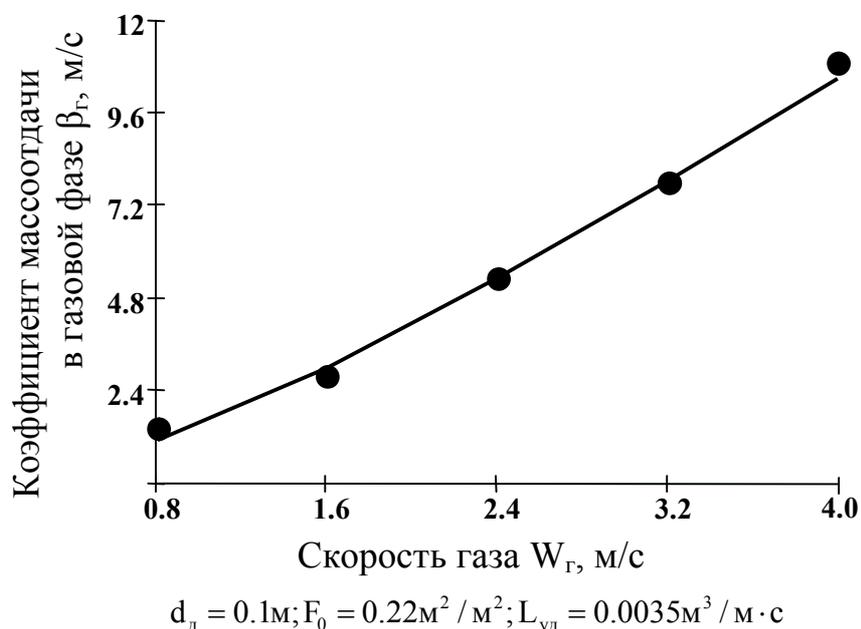


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента массоотдачи в газовой фазе от скорости газа

В этом режиме, названном струйным, влияние расхода жидкости на гидравлическое сопротивление с ростом W_r нивелируется, а влияние свободного сечения тарелки, наоборот, становится значительным.

Результаты проведенной экспериментальной работы по массообмену данного аппарата показывают рост коэффициента массоотдачи по газовой фазе по мере роста скорости газа в аппарате (рис.3).

Выводы. Анализ результатов исследований показал, что рабочим режимом газоочистного аппарата с коническим перфорированным контактным элементом и двумя зонами контакта фаз является диапазон скоростей газа $W_r - 1,8 \div 4,0$ м/с, а наиболее рациональным режимом для проведения процессов массопереноса и пылеулавливания являются скорости газа $W_r = 2,4 \div 3,2$ м/с, в пределах которых достигается интенсивное взаимодействие газожидкостных потоков при относительно низкой энергозатрате без брызгоуноса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Переливное устройство. Предварительный патент РК №14429, БИ № 6, 2004г.
2. Контактное устройство. Предварительный патент РК №13532, БИ № 10, 2003г.
3. Переливное устройство. Предварительный патент РК №14426, БИ № 6, 2004г.
4. Контактное устройство для тепломассообменных процессов. Предварительный патент № 13648, БИ № 11, 2003г.
5. Переливное устройство. Предварительный патент РК №14428, БИ № 6, 2004г.
6. Переливное устройство. Предварительный патент РК №14430, БИ № 6, 2004г.
7. Контактное устройство для массообменных процессов. Предварительный патент РК №14427, БИ № 6, 2004г.