

---

**НАДЕЖНОСТЬ, ПРОЧНОСТЬ,  
ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ МАШИН И КОНСТРУКЦИЙ**

---

УДК 676.052

**НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ АЭРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ  
ЛИГНИНОЦЕЛЛЮЛОЗНОГО СЫРЬЯ ПРИ ПАРОВОМ ВЗРЫВЕ**© 2023 г. О. Р. Ганиев<sup>1,\*</sup>, И. Н. Гришняев<sup>1</sup>, С. Р. Ганиев<sup>1</sup>, Д. В. Курминев<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт машиноведения им А.А. Благовраова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: iisi@inbox.ru

Поступила в редакцию 24.04.2023 г.

После доработки 01.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Представлены результаты исследований, направленных на совершенствование методов и оборудования предобработки лигниноцеллюлозного сырья паровым взрывом. Описаны научные основы истечения перегретого пара из реактора при детонационном вскипании жидкости. На основе теоретических и экспериментальных исследований показано, что для повышения эффективности использования энергии парового взрыва на выходе реактора целесообразно устанавливать аэрогидродинамический измельчитель, содержащий сопло Лавая.

*Ключевые слова:* установки парового взрыва, лигниноцеллюлозное сырье, аэрогидродинамический измельчитель

**DOI:** 10.31857/S0235711923050061, **EDN:** VYTUEI

В настоящее время для получения сахаров, биоэтанола и других видов продукции используется лигниноцеллюлозное сырье (ЛЦС) в виде древесных опилок и отходов сельского хозяйства (солома). Процессы получения содержат несколько стадий, в том числе предварительную обработку, которая направлена на изменение физико-химических свойств ЛЦС и увеличения его реакционной способности при дальнейшем осахаривании.

Одним из видов предварительной обработки является паровой взрыв. На повышение эффективности такой обработки направлены основные исследования. В литературных источниках широко освещены вопросы подготовки и осуществления парового взрыва, в частности, насыщения ЛЦС влагой, выдержка этого сырья в паровой среде при давлениях и температурах близких к точке насыщения, процессы, происходящие в ЛЦС при резком сбросе давления (открытии клапана реактора). Однако дальнейшее поведение среды, содержащей частицы ЛЦС, пара и жидкости, не успевшей перейти в парообразное состояние, при выходе ее из реактора, как правило, остаются без должного внимания исследователей.

Если представить перегретую жидкость в виде взрывчатого вещества, на основе которого реализуется явление парового взрыва, то величина удельной энергии, выделяющаяся при взрыве, определяется из соотношения  $Q_{ж} = \rho c_p \Delta T$ , где  $\rho$ ,  $c_p$  и  $\Delta T$  – плотность, теплоемкость и величина перегрева “взрывающейся” порции жидкости. Для воды при атмосферном давлении и перегреве  $\Delta T = 200^\circ\text{C}$  (близком к предельному)  $Q_{ж} = 200$  ккал/кг, что соизмеримо с тротилом, для которого  $Q = 1000$  ккал/кг [2]. При этом одна часть тепловой энергии, потраченной на перегрев жидкости, идет на разрушение лигниноцеллюлозного сырья (ЛЦС), а другая на выброс парожидкостной среды

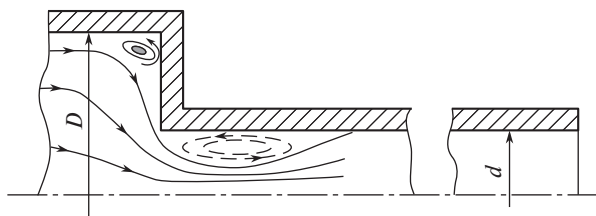


Рис. 1. Выход струи смеси из реактора.

(ПЖС) и ЛЦС из реактора. Доля кинетической энергии движущейся среды может быть значительной, что определяет необходимость поиска путей ее использования для дальнейшего разрушения и повышения реакционной способности ЛЦС.

**Физические процессы, протекающие при истечении среды из реактора.** Рассмотрим физические процессы, протекающие при истечении потока состоящего из парожидкостной среды и лигниноцеллюлозного сырья (в дальнейшем называемые смесью) из реактора при открытии клапана сброса давления (КС). В качестве объекта исследования выберем реактор периодического действия, описанный в [1].

Для обеспечения равновесного состояния жидкости и пара во время выдержки сырья под определенным давлением и температурой до момента открытия КС в нижней части реактора, как правило, присутствует жидкость (свободная жидкость). Если ее нет, то жидкость (связанная жидкость), находящаяся в ЛЦС, во время выдержки испаряется, а пар переходит из равновесного в перегретое состояние. Это ведет к снижению энергии парового взрыва и, как следствие, недостаточному разрушению ЛЦС.

В момент открытия клапана сброса давления в реакторе начинает распространяться волна разряжения, движущаяся от КС. Она вызывает детонационное испарение перегретой жидкости, находящейся в реакторе, и резкое увеличение парового содержания ПЖС. Так как в реакторе на выходе находится свободная жидкость, то эти процессы в первую очередь охватывают ее. По мере выхода из реактора, происходит увеличение объема истекающей парожидкостной среды с понижением ее температуры и частичной конденсацией пара.

Как правило, истечение смеси из реактора происходит через КС и транспортировочный канал (ТК), за которыми идет приемник ЛЦС с диаметром, значительно превышающим диаметр клапана сброса давления.

Если диаметры КС и транспортировочного канала равны (рис. 1), то физическую картину истечения потока смеси из реактора и возникающее при этом распределение траекторий движения слоев потока до выходного отверстия реактора и после него можно представить в виде, описанном в [3].

Перед входом в ТК линии траектории слоев потока смеси искривляются, причем их кривизна увеличивается от оси реактора к периферии. Это ведет к возникновению в потоке поля центробежных сил, направленных к оси и создающих неравномерное распределение давлений и скоростей перед входным сечением канала и за ним. При этом повышенное давление центробежных сил будет на оси, а наименьшие давления достигаются в периферийных участках потока. В результате этого в угловой зоне реактора перед отверстием образуется локализованное вторичное вихревое движение или зона отрыва.

Кривизна линий потока ПЖС и степень его сжатия определяется приведенным конструктивным параметром  $\bar{d} = d/D$ , где  $D$  – внутренний диаметр реактора;  $d$  – внутренний диаметр транспортировочного канала [3].

Вытекающий из реактора поток смеси также будет иметь неравномерное распределение давлений и скоростей по сечению ТК, перпендикулярному к его оси. Это ведет к образованию зоны отрыва уже в транспортировочном канале. Форма линий потока за выходным отверстием реактора и размеры зоны отрыва зависят как от распределения давлений и скоростей в выходном отверстии реактора, так и от приведенного конструктивного параметра  $\bar{l} = l/D$  [3], где  $l$  – длина ТК. В зависимости от  $\bar{l}$  вихревая зона либо сообщается с приемником ЛЦС, либо оказывается замкнутой в ТК.

Следовательно, изменяя приведенные конструктивные параметры  $\bar{d}$  и  $\bar{l}$  можно влиять на картину полей давления и скорости, как перед транспортировочным каналом, так и в нем, а в итоге регулировать удельный расход смеси, выходящей из реактора.

ЛЦС по сравнению с парожидкостной средой, которая при входе в ТК представляет в основном перегретый пар, имеет большую объемную массу, коэффициент трения и инерционность, что ведет к понижению скорости его движения относительно ПЖС. Движение ЛЦС создается за счет частичного использования энергии взрывающейся связанной жидкости. Если предположить, что эта энергия распределяется поровну между образующимся паром и ЛЦС, а массы их равны, то скорость пара будет выше скорости ЛЦС на множитель равный квадратному корню из отношения плотностей ЛЦС к пару. Это ведет к тому, что пар, находящийся в ЛЦС, выходит из него и подпитывает основной поток.

Зоны отрыва формируются за счет ПЖС, для которой характерна высокая турбулентность. Необходимо заметить, что стенки ТК имеют температуру порядка температуры окружающей среды, а пар на несколько сотен выше. Это может привести к интенсификации процесса фазового перехода пара в жидкость на стенках канала в вихревых зонах из-за сравнительно длительного контакта ПЖС со стенками канала. Образующаяся жидкость увлекается в вихревое движение и, соприкасаясь с нагретыми слоями потока, может опять испытывать фазовый переход. Возникает пульсация зон отрыва, влияющая на параметры истекающей смеси. Появление этого эффекта определяется временем взаимодействия паровой среды со стенками ТК и их теплофизическими характеристиками.

В термодинамической теории истечения пара из простых цилиндрических или сужающихся сопел в случае больших перепадов давлений показано, что скорость истечения не может превышать местной скорости звука и только часть энергии вытекающей струи пара, можно превратить в полезную кинетическую энергию этой струи. Так термодинамические расчеты показывают [4], что при истечении водяного пара в паровой турбине через простые суживающиеся сопла, только  $\sim 0.3$ – $0.4$  всей его энергии превращается в кинетическую энергию вытекающей струи, остальная же часть энергии пара остается неиспользованной. Вопрос повышения работоспособности пара при истечении в случае больших перепадов давлений решается постановкой на выходе сопла Лаваля.

И действительно, если обратить внимание на распределение линий потока в ТК (рис. 1), то можно увидеть, что, если исключить зону отрыва, они напоминают конфигурацию такого сопла. Это привело авторов статьи к мысли о целесообразности его постановки на выходе из реактора для повышения эффективности использования энергии парового взрыва.

**Расчет параметров смеси, истекающей из реактора, содержащего на выходе сопло Лаваля.** Выделим два объекта исследований: реактор и ТК. Такое разделение проведено условно, исходя из условий протекания процессов в этих объектах. Ввиду их быстротечности реактор можно считать термоизолированной системой, в то время как транспортировочный канал, содержащий соло Лаваля, является открытой системой.

**Расчет параметров среды в реакторе.** При открытии клапана сброса на выходе реактора резко падает давление и по реактору начинает распространяться волна разреже-

ния или испарения, которая приводит к переходу жидкости, находящейся в реакторе, в глубокое метастабильное состояние.

При этом жидкость, стремящаяся к стабильному состоянию, может остаться в однофазном или перейти в двухфазное парожидкостное состояние. Распад перегретой жидкости на две фазы сопровождается резким изменением давления, температуры и ее скорости. Особым свойством перегретой жидкости можно считать цепную (лавинообразную) активацию низкотемпературных центров кипения, что приводит к взрывному вскипанию жидкости [1]. Этот процесс, носит детонационный (мгновенный) характер и в парожидкостную смесь превращается весь объем перегретой жидкости. В реакторе образуется перегретый пар, который начинает истечение в ТК.

При исследовании процессов, происходящих в реакторе, необходимо определить параметры среды во всех точках и в каждый момент времени. Для упрощения решения этой задачи принимаем параметры среды осредненными по пространству и сосредоточенными в центре масс – решение с сосредоточенными параметрами.

Процесс опорожнения реактора высокого давления будем считать адиабатическим, т.е. без учета трения и теплообмена с внешней средой. Для определения основных параметров среды используем уравнения сохранения массы, энергии и состояния пара в реакторе при условии постоянства его объема  $V$  в виде [3]

$$\begin{aligned} V \frac{d\rho_1}{dt} &= \frac{dM}{dt} = -m, \\ \frac{d(Mi - Vp_1)}{dt} &= q - mi, \\ d(Mv_1) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $m = -dM/dt$  – секундная масса пара (знак минус означает, что масса системы уменьшается);  $M$  – масса пара в реакторе;  $q$  – количество теплоты;  $V$  – объем реактора;  $p_1, \rho_1, v_1 = V/M, i = i(p, T)$  – давление, плотность, удельный объем и энтальпия пара соответственно.

Уравнением состояния в зависимости от модели газа в системе уравнений (1) является уравнение Менделеева–Клапейрона для случая идеального газа или уравнение Редлиха–Квонга для случая реального газа.

Систему уравнений (1) необходимо дополнить аналогичными уравнениями для ЛЦС и решать их численными методами. Однако, при проектировании ТК, содержащего сопло Лавалия, нам необходимо, в первую очередь, оценить возможность возбуждения в нем скачков уплотнения ПЖС для дальнейшего разрушения ЛЦС. Так как лигниноцеллюлозное сырье обладает большой инерционностью по сравнению с парожидкостной средой, которая участвует в формировании скачков уплотнения, то для предварительных расчетов будем полагать, что из реактора истекает только ПЖС, являющаяся идеальным газом.

Разделим процесс, происходящий в реакторе и определяющий параметры смеси на его выходном сечении, на два этапа.

*Первый этап* работы будет связан с испарением жидкости, находящейся в реакторе, и истечением образующегося при этом перегретого пара в транспортировочный канал. Длительность этапа определяется временем распространения волны испарения по реактору и составляет для рассматриваемого случая десятые доли миллисекунды. За счет происходящего при этом фазового перехода жидкости идет непрерывное восстановление убыли парожидкостной среды. Поэтому можно предположить, что на этом этапе реактор является резервуаром неограниченной емкости, и начальные параметры парожидкостной среды в нем остаются неизменными:  $p_1 = p_0 = \text{const}$ ;  $v_1 = v_0 = \text{const}$ ;  $T_1 = T_0 = \text{const}$ .

Введем обозначение  $\beta = p_2/p_1$ , где  $p_2$  – давление смеси на срезе выходного отверстия реактора (противодавление).

В соответствии с гипотезой Сен-Венан и Венцеля, подтвержденной многочисленными экспериментами, при  $p_1 = \text{const}$  в цилиндрическом и суживающемся сопле (расматриваемый нами случай) не может быть получено расширение газа ниже давления  $p_{2к} = \beta_k p_1$ , как бы не понижалось при этом давление окружающей среды  $p_n$  (давление в ТК), в которую происходит истечение, где [4]

$$\beta_k = \frac{p_{2к}}{p_1} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad k = c_p/c_v - \text{показатель адиабаты.}$$

Этот этап работы характеризуется большим перепадом давлений  $p_1$  и  $p_2$ , т.е.  $\beta \ll \beta_k$ , что соответствует надкритической или сверхзвуковой области истечения ( $0 < \beta < \beta_k$ ). При нем массовый расход  $m = m_{\text{max}} = \text{const}$ , а скорость истечения становится так называемой критической скоростью  $\vartheta = \vartheta_k = \text{const}$ , равной местной скорости звука.

Аналитические выражения, определяющие скорость и секундный расход парожидкостной среды во время надкритического режима истечения пара из реактора, получены в ряде работ, например, [3, 4]. При условии, что в начальный момент смесь в реакторе неподвижна, запишем их в виде

$$\vartheta = \vartheta_k = A\sqrt{p_1 v_1} = A\sqrt{RT_1}, \quad (2)$$

$$m = m_{\text{max}} = B\sqrt{\frac{p_1}{v_1}} = B\sqrt{\frac{p_1^2}{RT_1}}, \quad (3)$$

где  $A = \sqrt{\frac{2k}{k+1}}$ ;  $B = S\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$ .

Из приведенных зависимостей видно, что на первом этапе работы скорость истечения зависит лишь от рода рабочего тела (величины  $R$ ), начальной температуры пара  $T_1$  и начального давления  $p_1$ .

После того как волна испарения прошла по всему объему реактора начинается *второй этап*, который можно разделить на два режима:

1. Критический. Скорость газового потока эквивалентна скорости звука. Параметры массового расхода  $m$  и скорости потока парожидкостной среды  $\vartheta$ , как и на предыдущем этапе, постоянны и не зависят от параметра давления  $\beta$ .

2. Докритический. Скорость газового потока начинает уменьшаться вплоть до нуля (окончание процесса). Параметры  $m$  и  $\vartheta$  имеют зависимость от параметра  $\beta$ .

При критическом режиме работы остаются справедливыми, выражения (2), (3) для  $\vartheta$  и  $m$ , найденные для первого этапа работы. Однако давление пара внутри реактора является функцией времени. При неизменной температуре зависимость изменения давления в реакторе от времени выводится из первого уравнения системы (1) путем несложных преобразований и интегрирования [5]

$$p_1 = p_0 \exp\left(-C\frac{\sqrt{RT}}{V}t\right),$$

где  $C = \mu B$ ;  $\mu$  – коэффициент сопла;  $t$  – время.

Для нахождения  $\vartheta$  и  $m$  для этого этапа работы в выражения (2) и (3) необходимо подставить  $p_1 = p_{2к}/\beta_k$ .

Важным параметром для исследования процесса истечения смеси из реактора является продолжительность критического режима работы, в течение которого могут фор-

мироваться скачки уплотнения, и давление на его выходе снижается до критического  $p_{2к}$ . Для его определения можно воспользоваться выражением [4]

$$\tau = \frac{V}{C\sqrt{RT}}.$$

После того как давление на выходе реактора станет меньше  $p_{2к}$  начинается докритический режим работы. Массовый расход при этом режиме можно определить из выражения [5]

$$m = c_d S \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_0 \left[ \frac{p(t_2)}{p} \right]^{\frac{1}{k}} \sqrt{1 - \left[ \frac{p(t_2)}{p} \right]^{\frac{k-1}{k}}},$$

где  $t_2$  – время окончания процесса.

Выражение для давления найдем из системы уравнений (1), приведя ее к виду [3]

$$dp = -pk \frac{mdt}{M} + \frac{qR}{Vc_v} dt.$$

Проинтегрировав это уравнение при условии, что мощность истекающего из реактора потока постоянна и не зависит от времени, а в начальный момент докритического режима работы  $t = 0$  давление в реакторе  $p = p_{дкр}$ , получим

$$p = p_{дкр} - k \int_0^t \frac{pm}{M} dt + \frac{qR}{Vc_v} t. \quad (4)$$

Используя выражение (4) можно определить давление в реакторе в любой момент докритического опорожнения и подставив полученное значение в зависимости, характеризующие адиабатический процесс, найти температуру и массу теплоносителя в реакторе.

Найденные значения являются основой для дальнейших расчетов.

**Расчет параметров среды в транспортировочном канале.** Постановка на выходе реактора сопла Лавалья обеспечивает полное расширение ПЖС и достижение давлением на срезе сопла  $p_2$  давления окружающей среды  $p_H$ . С термодинамической точки зрения постановка расширяющегося сопла позволяет получить дополнительную работу  $A_d = \int_{p_2}^{p_{2к}} v dp$ , которая идет на увеличение скорости истечения пара [4].

Расчет параметров истечения в ТК необходимо начать с определения параметров сопла Лавалья. В качестве начальных условий выбираются результаты одномерных расчетов, полученных для выходного отверстия реактора – входа в ТК. При этом предполагаем, что из реактора истекает только парожидкостная среда, которая участвует в образовании скачков уплотнения.

В этом случае расчет сопла Лавалья не представляет трудностей и осуществляется на основе аналитических зависимостей, приведенных во многих источниках. Полученные параметры сопла Лавалья являются исходными данными для определения возможности возникновения автоколебаний ПЖС в его расширяющейся части.

Для рассматриваемого нами случая больших перегревов, пар переохлаждается за пределами суживающегося сопла. Это ведет к тому, что в расширяющейся части сопла Лавалья при достижении максимального переохлаждения  $\Delta T_m$  может возникнуть зона бурной спонтанной конденсации пара. Ее возникновение смещается по потоку с увеличением начального перегрева ПЖС.

Если спонтанная конденсация происходит в области небольших сверхзвуковых скоростей (вблизи горла сопла), так что скорость потока уменьшается до  $M = 1$ , в зоне возникает скачек уплотнения. Это объясняется малым изменением градиентов скоро-

стей (или давлений) в зоне спонтанной конденсации и постоянным значением начального давления перед соплом. Таким образом, возникают нестационарные (автоколебательные) режимы течения переохлажденного пара в сопле Лаваля.

При этом в нем может возникнуть второй скачок уплотнения, обусловленный повышенным противодавлением. Это связано с тем, что при возникновении пульсаций давлений конденсирующегося пара происходит значительное изменение давления во времени во всех сечениях сопла. Таким образом, “конденсационная” нестационарность играет роль некоего резонатора, приводящего к периодическому перемещению скачка уплотнения противодавления и к резкому усилению амплитуды колебаний системы в целом.

Наибольшая интенсивность пульсаций давлений наблюдается в трансзвуковой области течения, в зоне интенсивной спонтанной конденсации. При удалении от этой области как вверх, так и вниз по потоку амплитуда уменьшается.

В рассматриваемом в настоящей статье случае, начальные давления пара в реакторе являются высокими, а количество генерируемого перегретого пара может оказаться незначительным для возникновения кризиса течения потока с образованием ударных волн. Для определения возможности возникновения автоколебательного режима необходимо определить распределение параметров течения ПЖС вдоль средней линии сопла. Это можно сделать с применением обычной системы уравнений одномерного установившегося потока с конденсацией. В [3] рассмотрены подходы и методы, разработанные для их решения, а также результаты расчета таких течений.

Для оценочных расчетов может использоваться модель одномерного стационарного адиабатического течения переохлажденного пара, сопровождающегося спонтанной конденсацией, в предположениях, что объемная концентрация жидкой фазы мала и скорости фаз одинаковы. Место спонтанной конденсации в ядре потока можно определить из выражений для скорости образования зародышей в сечении  $\xi$  [3]

$$I(\xi) = \left( \frac{p}{k^*T} \right)^3 \frac{\alpha_k}{\rho_2} \sqrt{\frac{2\sigma m_0}{\pi}} \exp \left[ -\beta \frac{\Delta W_*}{k^*T} \right],$$

где  $p$  – давление;  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $k^*$  – постоянная Больцмана;  $m_0$  – масса молекул вещества;  $\alpha_k$  – коэффициент конденсации;  $\Delta W_* = \frac{4}{3} \pi r_*^2$  – работа образования зародыша;  $r_* = 2\sigma T_s / \rho_2 L \Delta T$  – размер зародыша.

При этом учитывается, что бурная конденсация для реальных потоков наступает при  $I = 10^{24} - 10^{32}$  1/(кг с). С увеличением  $p_0$  она смещается в сторону меньших переохлаждений  $\Delta T_M$ .

Если проведенные расчеты показывают возникновение бурной спонтанной конденсации в  $\xi$  сечении сопла Лаваля и, как следствие, возможность возникновения автоколебательного режима, то следующим этапом должна стать корректировка полученных данных с учетом движения потока смеси ПЖС и ЛЦС в сопле Лаваля.

Расчет осуществляется с использованием расчетно-теоретических моделей, опубликованных, например, в [6–8]. Выбор методики расчета зависит от начальных условий и заданной степени расширения (числа Маха).

Для решения используется система уравнений, описывающая движение смеси газа и твердых частиц и записываемая в виде законов сохранения. Она состоит из двух подсистем, относящихся к движению пара и частиц соответственно и связанных между собой. Решение осуществляется численными методами.

**Аэрогидродинамическое измельчение ЛЦС.** С учетом приведенных теоретических выкладок был разработан и изготовлен специально спроектированный ТК, названный, аэрогидродинамическим измельчителем (АГИ). Он содержит сопло Лаваля, пе-

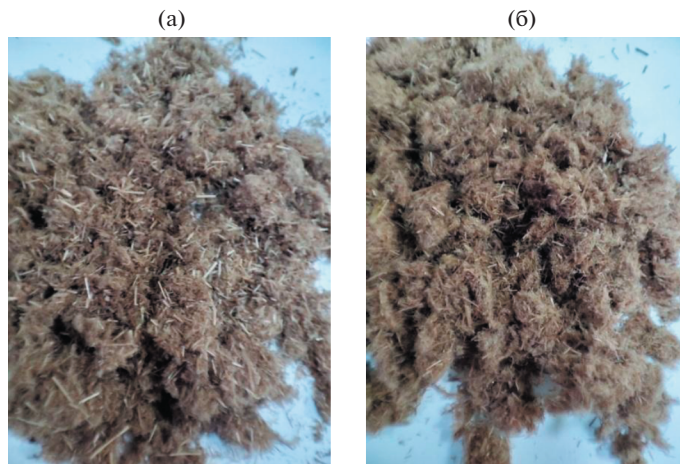


Рис. 2. Образцы обработанной соломы: (а) – без АГИ; (б) – с использованием АГИ.

реходящее в цилиндр. АГИ ставится на выходе реактора за клапаном сброса давления и не содержит подвижных элементов.

Конструктивные параметры АГИ в совокупности с параметрами реактора и условиями проведения экспериментов позволяли генерировать автоколебания ПЖС в расширяющейся части сопла. В процессе парового взрыва за клапаном сброса давления возникали поверхности разрыва, при переходе через которые практически все параметры парожидкостной среды меняются скачкообразно (скорость резко уменьшается, а давление, плотность и температура возрастают) и поток переходит от одного состояния к другому.

Частицы ЛЦС, проходя через такие поверхности или скачки уплотнения, испытывают воздействие больших градиентов скорости и температуры, что вызывает диссипацию энергии в потоке и увеличение энтропии. При больших сверхзвуковых скоростях движения резкое торможение сопровождается диссоциацией, ионизацией и физико-химическими превращениями в ЛЦС за скачком уплотнения. За счет такого воздействия увеличивается удельная поверхность и происходит дополнительное разрушение структуры лигноцеллюлозных частиц. Это, в свою очередь, приводит к повышению реакционной способности сырья на стадиях экстракции, делигнификации ЛЦС и ферментативного гидролиза целлюлозы.

**Экспериментальная часть.** Рабочая емкость реактора прогревалась до температуры 90°C. Навеска обрабатываемого материала загружалась в сетчатый металлический контейнер (для исключения контакта ЛЦС с горячей стенкой реактора и равномерности прогрева и насыщения паром). Контейнер загружался в реактор. Далее реактор герметизировался, и осуществлялась подача насыщенного пара.

Управление открытием сбросного клапана и регистрация параметров обработки (время, температура, давление) осуществлялось программным комплексом на ПК.

Обработке подвергалась солома мискантуса при различных термобарических условиях (насыщенный водяной пар): 180°C, 10 атм; 200°C, 15 атм; 220°C, 23 атм; 234°C, 30 бар, и времени выдержки одна и три минуты.

Скорость открытия быстродействующего клапана составляет 20 мс. Автогидролизованная масса выстреливалась через ТК, с соплом Лавалия и без него, в приемный бункер. По завершению процесса для исследований отбирались образцы материала.



В дальнейшем они направлялись на дальнейшую обработку (делигнификацию) и ферментативный гидролиз.

На рис. 2 представлены полученные образцы. Проведен дисперсный анализ образцов. Средний геометрический размер частиц контрольного измельченного автогидролизного образца мискантуса составил 108.9 мкм, удельная поверхность с учетом фактора формы частиц  $2727 \text{ см}^2/\text{г}$ . Средний геометрический размер частиц автогидролизного образца после прохода через волновой узел АГИ снизился до значения 76.4 мкм, а удельная поверхность увеличилась до  $3305 \text{ см}^2/\text{г}$  (на 17.5%).

**Заключение.** В настоящей статье на основе анализа теории истечения газа из замкнутого объема показано, что для повышения эффективности использования энергии парового взрыва на выходе реактора целесообразно устанавливать аэрогидродинамический измельчитель, содержащий сопло Лаваля. Подбирая конструктивные параметры реактора и АГИ, а также обеспечивая определенные условия парового взрыва можно достичь возникновения в аэрогидродинамическом измельчителе скачков уплотнения, проходя через которые ЛЦС подвергается дополнительной деструкции. Теоретические исследования были подтверждены в ходе экспериментов.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ганиев О.Р., Гришняев И.Н. Учет термодинамических условий вскипания жидкости при проектировании установки парового взрыва // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2022. № 5. С. 84.
2. Буланов Н.В. Взрывное вскипание диспергированных жидкостей. Екатеринбург: Изд-во УрГУПС, 2011. 232 с.
3. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. 472 с.
4. Кошкин В.К., Михайлова Т.В. Техническая термодинамика: учебное пособие для студентов высших учебных заведений. М.: Изд. МАИ, 2007. 364 с.
5. Гушин А.М., Володарец Н.В., Соломин А.П., Балагура А.С., Бондарь Е.А. Истечение газа из емкости. [Электронный ресурс] / Режим доступа: <https://poisk-gu.ru/s5502t6.html>
6. Курбатов Е.С. Газодинамика процесса истечения из резервуаров со сжатыми газами // Молодой ученый. Ежемесячный научный журнал. 2014. № 8 (67). С. 49.
7. Васенин И.М., Рычков А.Д. Численные решения задач о течении смеси газа и частиц в осесимметричном сопле Лаваля // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 5. С. 173.
8. Клигель Дж., Никерсон Г. Течение смеси газа и твердых частиц в осесимметричном сопле. Сб. Детонация и двухфазное течение. М.: Мир, 1966. С. 183.
9. Пирумов У.Г., Суворова В.Н. Численное решение обратной задачи теории сопла для двухфазной смеси газа и частиц // Механика жидкости и газа. 1986. № 4. С. 106.