

Институт технической теплофизики НАН Украины  
\*Институт предпринимательства “Стратегия”

## АВТОКОЛЕБАНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ИЗ-ЗА НЕУСТОЙЧИВОЙ РАБОТЫ НАСОСА ПРИ СКРЫТОЙ КАВИТАЦИИ ИЛИ ЕЕ ОТСУТСТВИИ

**Введение.** Известно, что причиной возбуждения автоколебаний (помпажа) лопастного нагнетателя является наличие на его напорной характеристике  $H(Q)$  восходящей ветви или петли гистерезиса, где  $Q$  – объемный расход перемещаемой жидкости. Теория помпажа в компрессорах изложена в [1].

Согласно [2] в гидросистемах при кавитационных испытаниях лопастных насосов в отсутствие восходящей ветви на характеристике  $H(Q)$  перед срывом подачи возбуждались автоколебания неизвестной природы. Возникновение автоколебаний наблюдалось также при работе конденсатных насосов [3]. В системах подачи компонентов топлива жидкостных реактивных двигателей, включающих шнеко-центробежные насосы, автоколебания возбуждаются при давлении на входе шнекового преднасоса, близкому к срывному [4].

В монографиях [5-6] рассматривается неизвестный ранее нестационарный режим возбуждения кавитационных автоколебаний при работе шнеко-центробежного насоса. Согласно [5] амплитуда таких автоколебаний в большинстве случаев является постоянной. Отличительной особенностью кавитационных автоколебаний является то, что их возбуждение не связано с работой лопастного насоса в области восходящей ветви его напорной характеристики [5-6]. В [5] утверждается, что кавитационные автоколебания не возбуждаются перед срывом подачи насоса, а возникают при отсутствии заметного падения напора на его кавитационной характеристике, т.е. при скрытой кавитации. Экспериментально в [7] установлено, что при скрытой кавитации работа центробежного насоса с монотонно убывающей напорной характеристикой  $H(Q)$  является абсолютно устойчивой. Возбуждение автоколебаний при испытании такого насоса наблюдались только в области восходящих кавитационных разветвлений  $H(Q, \Delta h)$  перед срывом подачи насоса. Природа экспериментально наблюдаемых автоколебаний составляет помпаж, поскольку в области восходящих разветвлений  $H(Q, \Delta h)$  выполняется необходимое условие его возбуждения, определяемое неравенством  $\partial H / \partial Q > 0$ , а изменение автоколебаний зависит от волнового сопротивления  $Z$  колебательного контура гидросистемы [7].

**Постановка задачи.** В данной работе определяются автоколебания, порождаемые механизмами неустойчивости, в основе которых лежит положительность потока акустической энергии  $A > 0$  при работе лопастного насоса в режиме скрытой кавитации и при ее отсутствии.

**Результаты работы.** Нестационарные движения жидкости в замкнутой гидросистеме с дискретными параметрами при безкавитационной работе центробежного насоса с напорной характеристикой  $H(Q)$  описываются следующей нелинейной автономной динамической системой [8]:

$$\frac{L_a}{\rho g} \frac{dQ}{dt} = F(Q) - P, \quad \rho g C_a \frac{dP}{dt} = Q - \varphi(P), \quad (1)$$

где  $P = \frac{P_6 - P_e}{\rho g}$ ,  $F(Q) = H(Q) - R(Q)$ ,  $R(Q)$  – гидравлические потери в трубопроводах колебательного контура с акустическими параметрами  $L_a$  и  $C_a$ ,  $p_e$  – давление в емкости, расположенной на входе в гидросистему,  $p_6$  – давление в напорной магистрали гидросистемы. Обращение зависимости  $Q_{\text{вых}} = \varphi(P)$  составляет характеристику сети  $P = h_c(Q_{\text{вых}})$ , приключенной к колебательному контуру.

Достаточным условием существования периодического решения в системе уравнений (1) является наличие предельного цикла в уравнении интегральных кривых

$$\frac{dP}{dQ} = \frac{Q - \varphi(P)}{F(Q) - P} m^2 \frac{L_a}{C_a}, \quad (2)$$

где  $m = 1/\sqrt{\rho g}$ .

Размеры предельного цикла уравнения (2) определяют амплитуды автоколебаний давления и расхода как периодических решений системы уравнений (1). Характер зависимости данного предельного цикла от волнового сопротивления  $Z = m\sqrt{L_a/C_a}$  иллюстрирован на рис.1.

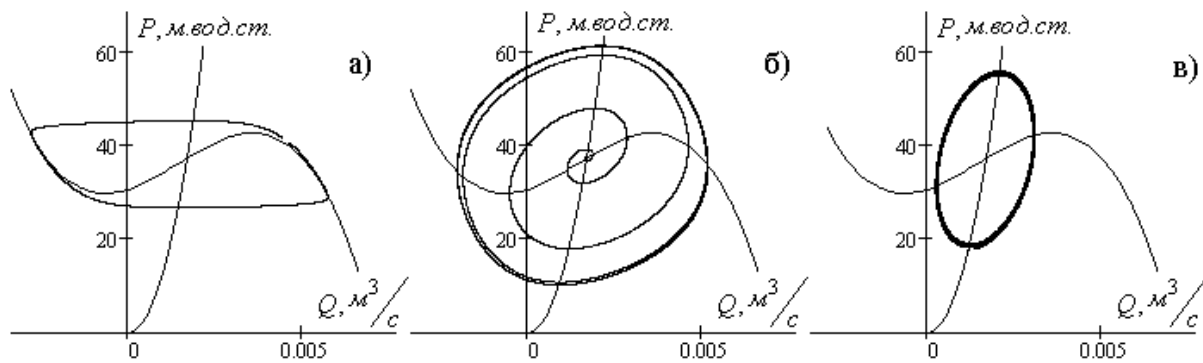


Рисунок 1 – Изменение предельного цикла уравнения интегральных кривых (2) в зависимости от волнового сопротивления  $Z \left[ \frac{\text{М}}{\text{М}^3/\text{с}} \right]$ : а) 845; б) 7071; в) 13228

При снижении волнового сопротивления  $Z$  и достижении величины  $Z = Z^*$  образуется предельный цикл неизменной при дальнейшем уменьшении  $Z \leq Z^*$  амплитуды автоколебаний. Для образования условия, обеспечивающего постоянство амплитуды, необходимо, чтобы характеристика  $F(Q)$  имела восходящую ветвь и была седлообразной (рис.1, а) при достаточной величине емкости  $C_a$  аккумулятора массы.

Таким образом, кавитационные автоколебания, определяемые в [5-6], как несвязанные с восходящей ветвью напорной характеристики насоса не могут характеризоваться постоянством амплитуды автоколебаний.

При повышении величины  $Z$  амплитуда автоколебаний помпажа возрастает, достигая максимума, а затем уменьшается. При этом форма автоколебаний переходит из изначально релаксационной в гармоническую, и в дальнейшем автоколебания исчезают вовсе (рис.1).

На рис.2. изображены предельные циклы, когда характеристика  $\varphi(P)$  пересекает трансверсально (рис.2, а) и соответственно касательно (рис.2, б) характеристику  $F(Q)$ .

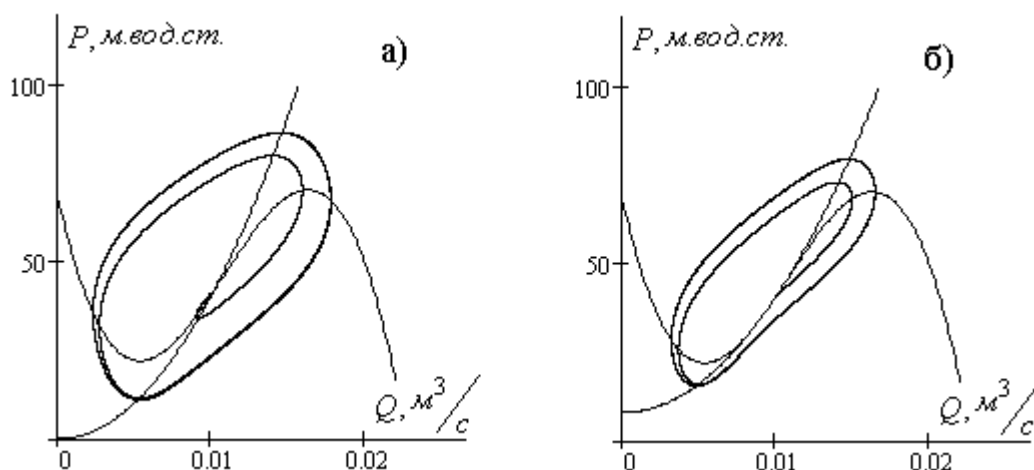


Рисунок 2 – Предельные циклы, когда характеристики  $H(Q)$  и  $h_c(Q)$ :  
а) пересекаются в одной точке; б) имеют общую часть

Структура фазовых траекторий динамической системы (1), когда характеристики  $F(Q)$  и  $\varphi(P)$  имеют три точки пересечения, приведена на рис.3.

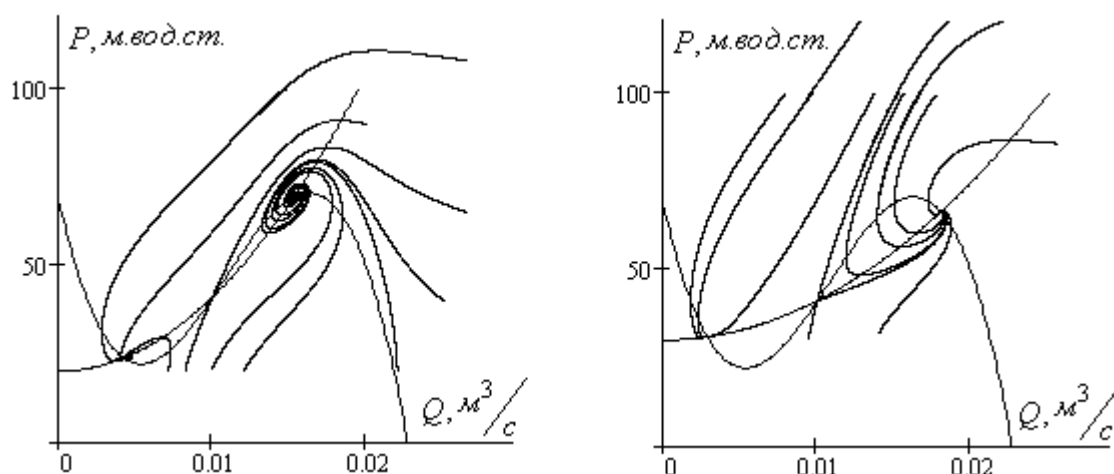


Рисунок 3 – Фазовые траектории при трех точках пересечения характеристик  $H(Q)$  и  $h_c(Q)$

Верхняя точка рассматриваемого пересечения (рис.3) является фокусом, средняя – узлом, а самая нижняя может быть фокусом или узлом. Крайние состояния равновесия являются устойчивыми. Поэтому при возникновении возмущений наблюдается переход из режима большего расхода в режим наименьшего расхода. Помпаж как таковой в рассматриваемом случае не возбуждается [1].

При включении в гидросистему насоса объемного типа (рис.4, а) образуется генератор автоколебаний, амплитуды которых возрастают (рис.4, б).

Условие положительности потока акустической энергии  $A > 0$  определяет механизмы возбуждения автоколебаний, что следует из иерархии неравенств:

$$A > 0 \Rightarrow \frac{dh_H(Q)}{dQ} < 0 \Rightarrow \frac{dF(Q)}{dQ} > 0, \tau \neq 0 \Rightarrow A > 0. \quad (3)$$

Из соотношений (3) определяется необходимое условие возбуждения автоколебаний помпажа  $dF(Q)/dQ > 0$ .

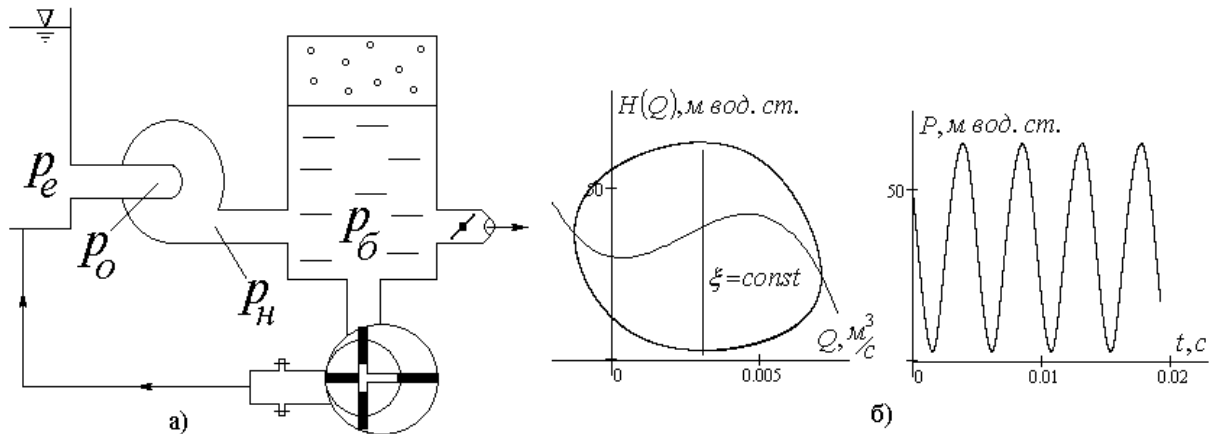


Рисунок 4 – Схема гидравлического генератора автоколебаний – а) и его автоколебаний – б)

Модели кавитационных автоколебаний, определяемые в [5, 6], также характеризуются условием  $A > 0$ , но, кроме того, и условием  $dH(Q)/dQ < 0$ , как несвязанные с восходящей ветвью напорной характеристики  $H(Q)$ . Это, согласно (3), имеет место, когда  $dF(Q)/dQ < 0$ . Но при выполнении последнего неравенства система уравнений (1) не имеет периодических решений. Поэтому, модели кавитационных автоколебаний [5, 6], определяемые условием  $A > 0$  при монотонно убывающей напорной характеристике насоса, не приводят к появлению в уравнениях движения (1) периодических решений. В экспериментах [2], а также в многочисленных экспериментальных исследованиях [7] насосов 2К-6 и 3К-9 в режимах скрытой кавитации обнаружить кавитационные автоколебания при монотонно убывающей напорной характеристике насоса не удалось.

#### Выводы.

1. Движение жидкости в гидросистеме (рис.1) осуществляется напором, а его характер изменения определяется напорной характеристикой  $F(Q)$ , составляющей зависимость напора от расхода жидкости  $Q$  через колебательный контур гидросистемы.

2. В области нисходящей ветви  $dF(Q)/dQ < 0$  характеристики  $F(Q)$  автоколебания не самовозбуждаются, поскольку во всех точках стационарных расходов достигается минимум потенциальной энергии потока, что обеспечивает согласно теореме Лагранжа – Дирихле [9] устойчивость движения.

3. Модели кавитационных автоколебаний, не связанные с восходящей ветвью напорной характеристики, являются нереализуемыми при работе лопастных насосов, т.к. в этом случае не выполняется необходимое условие образования предельного цикла в уравнении интегральных кривых системы уравнений движения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Казакевич В.В. Автоколебания (помпаж) в компрессорах: моногр. / В.В.Казакевич. – М.: Машиностроение, 1974. – 264с.
2. Вильнер Я.М. Лабораторный практикум по гидравлике и гидравлическим машинам (насосам) / Я.М.Вильнер, И.П.Вопнярский. – Минск: Высшая школа, 1967. – С.169-170.

3. Яловой Н.С. Оптимальные условия эксплуатации конденсатных насосов / Н.С.Яловой, А.А.Львов, А.М.Кац // Изв. вузов. Энергетика. – 1986. – № 6. – С.112-115.
4. Чебаевский В.Ф. Кавитационные характеристики высокооборотных шнекоцентробежных насосов / В.Ф.Чебаевский, В.И.Петров. – М.: Машиностроение, 1973. – 152с.
5. Пилипенко В.В. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем / Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. – М.: Машиностроение, 1977. – 352с.
6. Пилипенко В.В. Кавитационные автоколебания / Пилипенко В.В. – К.: Наукова думка, 1989. – 313с.
7. Гоцуленко В.Н. Экспериментальное исследование автоколебаний в системе, включающей лопастной насос с монотонно убывающей напорной характеристикой / В.Н.Гоцуленко, Н.Н.Гоцуленко // Энергомашиностроение. – 1978. – № 5. – С.44-45.
8. Гоцуленко В.В. Особенности помпажа центробежного насоса при кавитации / В.В.Гоцуленко, В.Н.Гоцуленко // Горная энергомеханика и автоматика: междунар. науч.-техн. конф., 19 – 21 ноября 2003 г.: тезисы докл. – Д., 2003. – Т. 2. – С.60-67.
9. Гоцуленко В.В. Вибрационное горение и термоакустические автоколебания / В.В.Гоцуленко. – LAMBERT Academic Publishing, 2012. – 152с.

Поступила в редколлегию 03.01.2013.

УДК 664.2.032.1

СОКОЛОВСКАЯ И.Е., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ВИХРЕВОМ АППАРАТЕ

**Введение.** В производстве теплоизоляционных материалов находят широкое применение различные тепломассообменные аппараты, в частности вихревые, в которых осуществляются завершающие этапы технологии – сушка или обжиг мелкодисперсных частиц.

Сушка материалов в вихревом аппарате происходит в период их витания в аппарате в результате их взаимодействия с воздушными потоками. Очевидно, чем более длительный данный процесс, тем он эффективнее.

Прямое экспериментальное изучение движения материалов в вихревых аппаратах осложняется нелинейностью и нестационарностью процесса. Однако характеристики траекторий движения частиц в вихревом аппарате могут быть определены путем численного моделирования с учетом имеющихся расчетных полей скоростей газовой фазы, полученных в предыдущем исследовании [1].

**Постановка задачи.** В процессе сушки диаметр частиц изменяется, что влияет на силу их взаимодействия с газовой фазой. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют об увеличении диаметра рассматриваемых частиц при увеличении температуры (рис.1). Таким образом, для определения траекторий вводимых частиц необходимо одновременно рассчитывать их температуру.