

14
Б-90



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Ивацов, Ю.Ф. Ломакин,
В.Б. Флягин, П.В. Шляпников

1428

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ
ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР

ЖТНЭ, 1964, №5, с. 55-59.

Дубна 1963

Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, Ю.Ф. Ломакин,
В.Б. Флягин, П.В. Шляпников

1428

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ
ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР

Направлено в ПТЭ

УДК 62-50
МАШИНОСТРОЕНИЕ
И МАШИНЫ
ИМЕЮЩИЕ
КАМЕРЫ
ИЛИ
ПЕЩАМИ

Дубна 1963

2.1428/3 28

В в е д е н и е

Быстродействие пузырьковой камеры, а также качество информации, получаемой с фотоснимков, в значительной мере зависят от характера процессов изменения давления в рабочей жидкости. Представляется поэтому важным рассмотреть гидродинамику пузырьковых камер, действующих в различных режимах, и, в частности, в типичных режимах с ограничением по объему и по давлению.

В нашей работе^{1/1} показано, что изменение давления $P(t)$ со временем в типичной камере с горловиной (рис. 1) можно получить из уравнения

$$\ddot{p} + 2b\dot{p} + \omega^2(p - p_1) = 0, \quad (1)$$

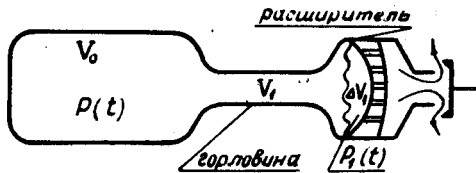


Рис. 1.

в котором функция $p_1(t)$ описывает изменение давления газа в расширительном устройстве, $\omega = [F/k_0 \rho_0 L_0 V_0]^{1/2}$ - наименьшая частота колебаний давления в камере в случае заполнения ее однородной жидкостью^{х)}, а $b = \frac{2\lambda \Sigma}{\pi^2} k_0 p_0 \frac{V_0}{D^3} \omega$ - коэффициент затухания колебаний (здесь V_0, ρ_0, k_0 - объем, плотность и коэффициент сжимаемости рабочей жидкости, соответственно, p_0 - начальное давление в камере, L_0 и $F = \pi D^2/4$ - длина и сечение горловины, а $\lambda \Sigma$ - суммарный коэффициент сопротивления).

Независимо от режима работы камеры (вида функции $p_1(t)$) из этого уравнения прежде всего следует, что максимальная частота срабатывания камеры не может быть сделана существенно большей ω . Однако для всех действующих в настоящее время камер это ограничение не является главным, поскольку готовность камеры к

х) В случае заполнения камеры несколькими жидкостями $\omega = [F/\rho L \Sigma k_i V_i]^{1/2}$, где k_i и V_i - коэффициенты сжимаемости и объемы жидкостей, а ρ - плотность жидкости в горловине.

следующему циклу обычно определяется временем захлопывания образовавшихся пузырьков и установления теплового равновесия.

При изменении давления в камере объем ΔV_1 (рис. 1) газа в расширителе также изменяется. Поэтому в общем случае связь между $p(t)$ и $p_1(t)$ находится из уравнения (1) и соотношений, описывающих истечение газа из расширителя, вид которых определяется конкретной конструкцией механизма изменения давления^{/2/}. Эта задача упрощается, если выхлоп газа из механизма расширения может быть осуществлен за время, заметно меньшее периода собственных колебаний давления внутри камеры $T=2\pi/\omega$. В этом случае изменение давления в системе расширения описывается практически не зависящей от $p(t)$ нелинейной аналитической функцией, вид которой легко определяется (см., например,^{/2/}). Для действующих камер функция $p_1(t)$ измеряется непосредственно на опыте с помощью экспериментально полученных осциллограмм. В обоих случаях известную функцию $p_1(t)$ можно заменить кусочно-линейной функцией, что делает рассмотрение более наглядным, позволяя вместе с этим выявить основные закономерности процессов. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведены зависимости $p(t)$ и $p_1(t)$, найденные решением полной системы уравнений для метровой пузырьковой камеры^{/3/}, работающей в режиме ограничения по давлению, и решение (1) /пунктирная

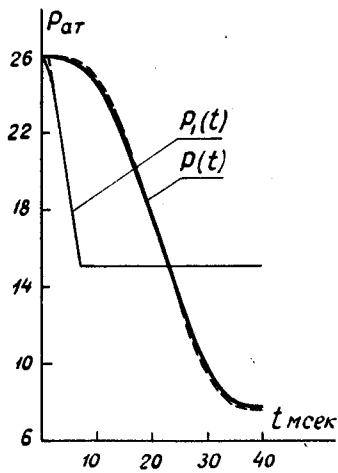


Рис. 2.

кривая/ при линейном приближении для сброса давления воздуха в расширителе $p_1(t)$. Как видно, экспериментальная функция $p_1(t)$ отличается от линейной только на начальном участке кривой, и поэтому точная и приближенная функции $p(t)$ практически совпадают.

Приступим теперь к непосредственному рассмотрению режимов пузырьковых камер. Как и ранее^{/1/}, будем считать, что эффекты, связанные со вскипанием рабочей жидкости, пренебрежимо малы.

1. Ограничение по объему. Рабочее давление $p_p = p_0 - \Delta V_0/k_0 V_0$ в чувствительной жидкости в этом режиме определяется изменением объема рабочей жидкости $\Delta V_0 = \Delta V_1$ и устанавливается в момент, когда диафрагма расширителя опускается на его опорную решетку (рис. 1). Давление $p_1(t)$ газа в расширителе изменяется от начального $p_1(0) = p_0$ до конечного значения $p_k < p_p$. Функцию $p_1(t)$ представим (см. рис. 3) в виде:

$$p_1(t) = \begin{cases} p_0 - \alpha t & 0 \leq t \leq t_1 \\ p_k = \text{const} & t_1 \leq t \leq t_2 \\ p_k + \beta(t - t_2) & t_2 \leq t \leq t_4 \end{cases}, \quad (2)$$

где $\alpha = (p_0 - p_k)/t_1$, $\beta = (p_0 - p_k)/(t_4 - t_2)$.

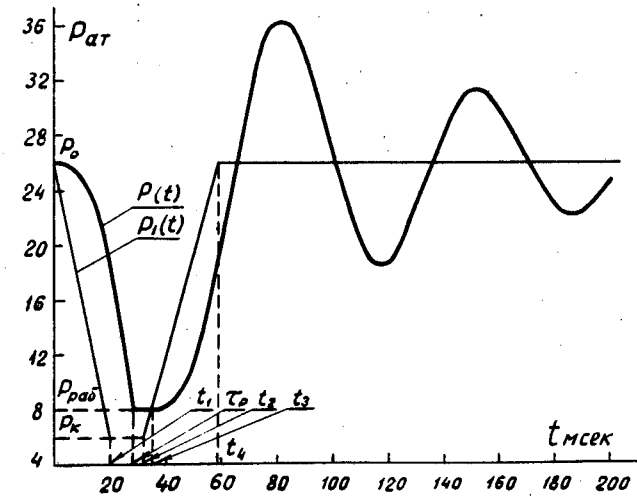


Рис. 3.

Зависимость давления $p(t)$ в камере от времени легко находится из уравнения (1). Так, на стадии расширения:

$$p(t) = \begin{cases} (c_1 \cos \omega t + c_2 \sin \omega t) \exp\{-bt\} + p_0 + 2ba/\omega^2 - at & 0 \leq t \leq t_1 \\ \{c_3 \cos \omega(t-t_1) + c_4 \sin \omega(t-t_1)\} \exp\{-b(t-t_1)\} + p_k & t_1 \leq t \leq t_p \end{cases} \quad (3)$$

где $c_1 = -2ba/\omega^2$; $c_2 = \frac{a}{\omega}(1 - \frac{2b}{\omega^2})$; $c_3 = p(t_1)$ и $c_4 = \frac{\dot{p}(t_1) + b\{p(t_1) - p_k\}}{\omega}$;

а на стадии поджатия

$$p(t) = \begin{cases} \{c_5 \cos \omega(t-t_3) + c_6 \sin \omega(t-t_3)\} \exp\{-b(t-t_3)\} + p_p - \frac{2ba}{\omega^2} + \beta(t-t_3); & t_3 \leq t \leq t_4 \\ \{c_7 \cos \omega(t-t_4) + c_8 \sin \omega(t-t_4)\} \exp\{-b(t-t_4)\} + p_0; & t > t_4 \end{cases}$$

где $c_5 = 2b\beta/\omega^2$; $c_6 = -\frac{\beta}{\omega}(1 - \frac{2b}{\omega^2})$; $c_7 = p(t_4) - p_0$ и $c_8 = \frac{\dot{p}(t_4) + b\{p(t_4) - p_0\}}{\omega}$.

Функции $p(t)$ и $p_1(t)$ показаны на рис. 3, из которого видно, что в момент времени $t = t_p$ производная функции $p(t)$ претерпевает разрыв. Простая физическая интерпретация этого явления связана с резким торможением потока жидкости в горловине в момент, когда диафрагма расширителя опускается на его опорную решетку. Внезапная остановка потока жидкости приводит к появлению гидравлического удара, амплитуда которого $\Delta p_{уд.} = c_0 \rho_0 w$ (здесь $c_0 = (k_0 \rho_0)^{-1/2}$ - местная скорость звука в жидкости, w - скорость потока^{х)}). Если воспользоваться очевидным соотношением $w = -k_0 v_0 p/F$, то нетрудно показать, что

$$\Delta p_{уд.} = \frac{V_0}{c_0 F} [(c_4 \omega - bc_3) \cos \omega(t_p - t_1) - (c_3 \omega + bc_4) \sin \omega(t_p - t_1)] \exp\{-b(t_p - t_1)\}, \quad (4)$$

причем величина $t_p - t_1$ определяется выражением:

$$\Delta p = p_p - p_k = [c_3 \cos \omega(t_p - t_1) + c_4 \sin \omega(t_p - t_1)] \exp\{-b(t_p - t_1)\}.$$

Известно, что если $b/\omega \ll 1$, то по крайней мере на стадии расширения трением можно пренебречь. В этом случае формула (4) упрощается:

$$\Delta p_{уд.} = - (V_0/c_0 F) [c_3^2 + c_4^2 - \Delta p^2]^{1/2} = (V_0 \omega/c_0 F) [\frac{4a^2}{\omega^2} \sin^2 \frac{\omega t_1}{2} - \Delta p^2]^{1/2}. \quad (5)$$

х) В случае, если камера и горловина заполнены разными жидкостями, то $\Delta p_{уд.} = c w$ где $c = (k\rho)^{1/2}$, а α и k - плотность и коэффициент сжимаемости жидкости в горловине. Приводимые в дальнейшем соотношения справедливы для камер, заполненных однородной жидкостью. При ссылках на камеры, заполненные несколькими жидкостями, подразумевается, что в соответствующих формулах сделаны указанные исправления, а произведение $k_0 v_0$ заменено на $\sum k_i v_i$.

xx) Амплитуда гидравлического удара, вычисленная по (4) для метровой пузырьковой камеры (3), составляющая $\Delta p = 170$ ат, что находится в хорошем согласии с экспериментальными значениями.

Рабочая жидкость "узнает" о скачке уплотнения $\Delta p_{уд.}$ спустя время $\Delta t = L/c_0$, равное времени распространения по горловине волны сжатия. Вследствие этого давление $p(t)$ в камере продолжает уменьшаться и в течение времени $t_p \leq t \leq t_p + \Delta t$ спадает ниже уровня $p(t_p) = p_p$ на величину $\Delta p_{в.р.} = p_p - p_{min} = \Delta p_{уд.} (V_1/V_0)$, (V_1 - объем горловины). Величина $\Delta p_{в.р.}$ определяет максимальное (при отсутствии затухания) значение амплитуды осцилляций давления относительно уровня p_p , период которых $T' = 2(L_0 + L)/c_0$ (L - длина камеры в направлении распространения скачка уплотнения). В случае, если коэффициент затухания велик, указанный эффект приобретает аperiодический характер и проявляется в виде одиночного выброса давления ниже уровня p_p , как это наблюдается, например, на осциллограммах изменения давления в метровой пропановой камере ОИЯИ.

С практической точки зрения гидравлический удар может представить совершенно реальную опасность (в особенности в крупных камерах¹⁴⁾), поскольку энергия потока жидкости в переходной горловине почти полностью расходуется на деформацию материала конструкции и может привести к появлению недопустимых перенапряжений. С другой стороны, осцилляции (выброс) давления в жидкости относительно p_p затрудняет измерения ионизации, так как структура следов частиц, обладающих одинаковой ионизацией, может воспроизводиться нестабильно. Хотелось бы подчеркнуть, что при соответствующем выборе параметров $L_0 F t_1$ легко устраняются оба недостатка этого режима. В самом деле, из (5) следует, что $\Delta p_{уд.} = 0$, если выполняется условие

$$\sin \frac{\omega t_1}{2} = \frac{p_p - p_k}{p_0 - p_k} \frac{\omega t_1}{2} = \frac{p_p - p_k}{2(p_0 - p_k)} t_1 [F/k_0 \rho_0 L_0 V_0]^{1/2}. \quad (6)$$

Поскольку обычно $p_p - p_k$ существенно меньше $p_0 - p_k$, то из (6) следует, что время выхлопа воздуха из расширительного устройства t_1 должно быть близким к nT ($n = 1, 2, \dots$).

2. Ограничение по давлению. Для получения стабилизированного рабочего давления, необходимого для точных ионизационных измерений¹⁵⁾ и плавной регулировки радиационной чувствительности рабочей жидкости, Г.А.Блиновым и др.¹⁶⁾ и P. Bassi и др.¹⁷⁾ были впервые предприняты попытки создать камеру со сбросом давления до постоянного регулируемого уровня.

Типичная схема такой камеры изображена на рис. 4. При сбросе давления газа в расширительном устройстве диафрагма расширителя отходит по направлению к опорной решетке, причем ΔV_1 обычно составляет $\Delta V_1 = (2 \div 3) \Delta V_0$. Предполагается, что как только давление в камере $p(t)$ становится равным давлению $p_{ст.}$ в стабилизаторе, диафрагма последнего отходит вверх, поддерживая давление в камере на уровне $p(t) = p_{ст.}$. Однако, вопреки идее метода, давление $p(t)$ в общем случае не

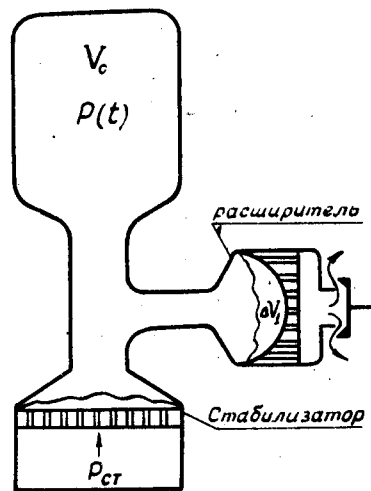


Рис. 4.

будет оставаться постоянным. Действительно, в момент, когда $p(t) = p_{cm}$, жидкость в горловине имеет конечную скорость $w = -\frac{k_0 V_0}{F} (p)_{p=p_{cm}}$ и вследствие инерции не может быть мгновенно остановлена стабилизирующей диафрагмой, опирающейся на воздушную подушку.

Изменение давления $p(t)$ в камере со временем можно найти из уравнения (1) в котором функция $p_1(t)$ имеет следующий вид:

$$p_1(t) = \begin{cases} p_0 - at & 0 \leq t \leq t_1 \\ p_{cm} & t_1 \leq t \leq t_2 \end{cases}, \quad \text{где } a = (p_0 - p_{cm})/t_1. \quad (7)$$

На рис. 5 показана вычисленная зависимость $p(t)$ для метровой пузырьковой камеры^{/3/}

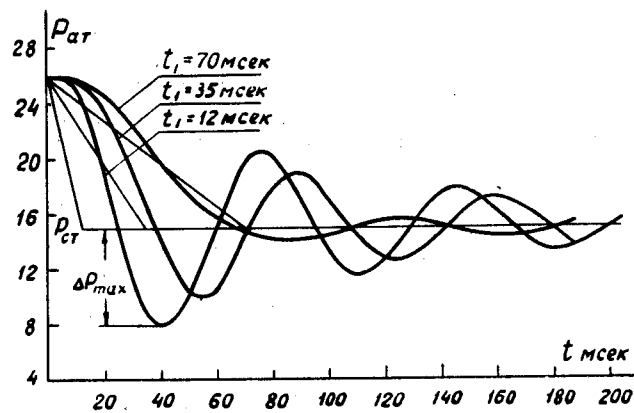


Рис. 5.

при $p_{ст} = 15$ ат и различных t_1 (период собственных колебаний давления в камере $T = 70$ мсек). Осцилляции давления в камере относительно стабилизированного давления происходят с частотой собственных колебаний ω и затухают вследствие трения. Амплитуда осцилляций, как видно из рис. 5, сильно зависит от времени t_1 выхлопа газа из расширителя и минимальна при t_1 , близком к T (см. кривую при $t_1 = 70$ мсек на рис. 5). Как нетрудно показать из (7), максимальная амплитуда осцилляций равна

$$\Delta p = -\left[\frac{c_3^2 + c_4^2}{1 + b/\omega^2} \right]^{1/2} \exp \left\{ -\frac{b}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{c_4 - \frac{b}{\omega} c_3}{c_3 + \frac{b}{\omega} c_4} \right\}. \quad (8)$$

В случае пренебрежения трением ($b/\omega \ll 1$) формула (8) упрощается:

$$\Delta p = \omega^{-1} \dot{p} = (2\pi/T) \dot{p}, \quad (9)$$

где p взято в момент, когда $p(t) = p_{cm}$, что совпадает с результатом, который приводят В. Райн и др.^{/5/}, исследовавшие зависимость плотности пузырьков треков частиц с одинаковой ионизацией от осцилляции давления внутри камеры. Наконец, при $t = nT$ из (8) найдем:

$$\delta p = [(p_p - p_0)/2\pi n] \left[1 + \frac{4b^4}{\omega^2} \left[1 + \frac{b^2(1+2b/\omega)^2}{\omega^2} \right]^{1/2} \exp \left\{ -\frac{b}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{1/(b/\omega)}{1+2b/\omega} \right\} [1 - \exp\{-n\pi bT\}] \right]$$

Из (8) и (9) следует, что амплитуда осцилляций давления сильно зависит от скорости расширения и периода собственных колебаний давления в камере, а при заданном T и $t_1 = nT$ определяется величиной безразмерного параметра b/ω , характеризующего влияние трения, так что $\delta p \rightarrow 0$ при $(b/\omega) \rightarrow 0$. Поскольку период T собственных осцилляций давления в небольших по объему камерах обычно на порядок меньше, чем в крупных камерах, то при $t_1 = nT$ и одном и том же коэффициенте затухания амплитуда осцилляций давления может быть уменьшена до нескольких сотых-одной десятой атмосферы в первых камерах и до нескольких десятых-одной атмосферы во вторых. Например, экспериментально измеренные осцилляции давления в 2-литровой камере^{/5/} составляют лишь 0,05 ат., а расчетная величина δp для метровой камеры^{/3/} составляет $\approx 1,3$ атм при $t_1 = T$.

Таким образом, в камерах со сбросом давления до постоянного регулируемого уровня могут возникнуть осцилляции давления относительно рабочего уровня. Однако при $t_1 = nT$ и достаточно малом коэффициенте трения эти осцилляции в небольших камерах невелики и практически не влияют на точность ионизационных измерений^{/5/}. В больших же камерах (при $t = nT$), поскольку период осцилляций относительно велик, в минимуме кривой давления почти всегда существует интервал времени $\Delta t = (5-10)$ мсек, на котором отклонение давления от рабочего не превышает 0,05-0,1 ат (рис. 5), и здесь становится возможным проведение ионизационных измерений.

3. Перекомпрессия рабочей жидкости. Большие осцилляции давления стабилизации при $t_1 \neq nT$ позволяют использовать режим ограничения по давлению в несколько иной модификации^{/2,3,4/}. Из рис. 5 видно, что при сбросе давления газа в расширительном устройстве всего до $p_{cm} = 15$ ат за $t_1 = 12$ мсек давление $p(t)$ в рабочей жидкости снижается до $p(t) = p_p = 8$ ат за счет кинетической энергии, накопленной расширяющейся жидкостью к моменту, когда $p(t) = p_{cm}$. Это создает возможность осуществления цикла изменения давлений в расширителе и камере, показанного на рис. 6. Изменением давления $p_{ст}$ стабилизации и задержки поджатия $t_p - t_1$ можно

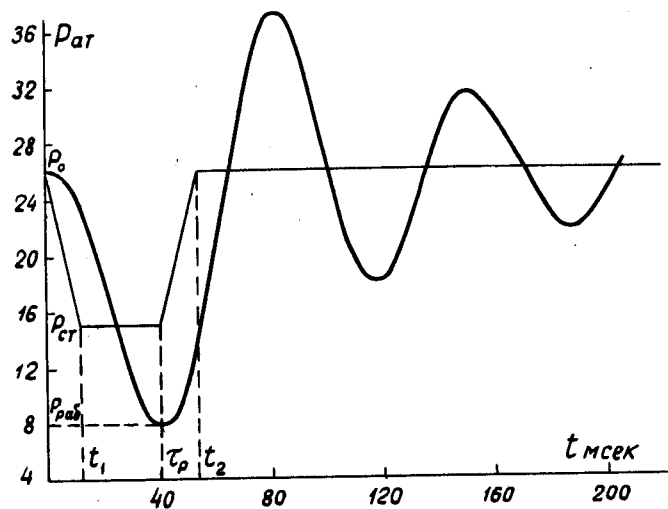


Рис. 6.

легко и плавно регулировать величину рабочего давления и, в небольших пределах, время расширения. Осцилляции давления после окончания поджатия ($t > t_2$) позволяют осуществить перекомпрессию рабочей жидкости значительно выше начального давления p_0 , что существенно ускоряет процесс захлопывания пузырьков и тем самым увеличивает быстродействие камеры. Именно такой цикл с успехом применен в метровой пропановой камере ОИЯИ.

Понятно, что в данном режиме точные ионизационные измерения могут быть выполнены только при наличии достаточного интервала времени, в котором отклонения давления от рабочего не превышают 0,05-0,1 ат.

Собственные колебания давления были частично использованы в быстродействующих камерах^{/8/,9/}, неточно названных резонансными. Сброс давления в механизме расширения здесь также производится до постоянного уровня $p_{ст}$, превосходящего требуемое рабочее давление p_p , которое затем достигается за счет инерции потока жидкости в расширительной горловине или инерции массивных подвижных деталей в

механизме расширения. После этого различие давлений $\Delta p = p_{cm} - p_p$ обеспечивает неполное (вследствие потерь на трение) "самоподжатие" жидкости, сжимаемой затем до исходного давления p_0 за счет внешнего источника энергии.

Возможность создания чисто резонансной камеры, как указывалось нами ранее^{/4/}, может быть реализована в случае, если частота изменения давления в расширительном устройстве совпадает с частотой собственных колебаний давления в жидкости, заполняющей камеру^{х)}.

З а к л ю ч е н и е

Анализ гидродинамических процессов в системе "пузырьковая камера - расширительное устройство" показывает, что:

1. При подборе соответствующих параметров (длины горловины и ее сечения L_0 и F) расширительных систем, работающих как с ограничением по объему, так и с ограничением по давлению, нежелательные осцилляции давления и гидравлический удар могут быть сведены к допустимому минимуму.

2. С точки зрения ионизационных измерений наиболее удобной является система расширения с ограничением по давлению, позволяющая производить простую регулировку нижнего давления.

3. Возможны различные варианты режимов работы с ограничением по давлению: а) обычный вариант, когда $p_p = p_{ст}$; и б) вариант с $p_p < p_{ст}$, использующий инерцию потока в горловине или инерцию массивных деталей системы расширения и упругие свойства рабочей жидкости.

4. При определенных условиях возможно возбуждение и поддержание в камере незатухающих колебаний давления в рабочей жидкости, что допускает (с гидродинамической точки зрения) создание высокоэффективной резонансной пузырьковой камеры.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, Ю.Ф. Ломакин, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ 1307, Дубна, 1963; ПТЭ (в печати).
2. Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, Ю.Ф. Ломакин, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Гидрогазодинамический расчет механизма изменения давления большой пузырьковой камеры. ПТЭ (в печати).

х) Более детальному рассмотрению условий возбуждения и поддержания незатухающих колебаний давления внутри камеры будет посвящена следующая работа.

3. А.В. Богомолов, Ю.А. Будагов, А.Т. Василенко, В.П. Желепов, Н.И. Дьяков, В.Г. Иванов, В.С. Кладницкий, В.И. Лепилов, Ю.Ф. Ломакин, В.И. Москалев, В.Б. Флягин, Т.И. Шетет, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ 1278, Дубна, 1963; ПТЭ (в печати).
4. Yu.A. Budagov, V.P. Dzheleпов, V.G. Ivanov, Yu.F. Lomakin, V.B. Flyagin, P.V. Shlyapnikov. Nucl. Instr. and Methods, V. 20, 12 (1963).
5. В. Hahn, A. W. Knudsen, F. Hugentobler. Nuovo Cimento, V 2, 236 (1960).
6. Г.А. Блинов, И.С. Крестников, М.Ф. Ломанов. ЖЭТФ, 4, 661 (1957).
7. P. Bassi, A. Loria, J.A. Meyer, P. Mittner, G. Scotoni. Nuovo Cimento, V. 4, 491 (1956).
8. H.A. Blumenfeld, T. Bowen, R.L. McIlwain. Proc. Int. Conf. Instr. H.E. Phys., Berkeley, 1960 (Interscience Publ., N.Y.), p. 100.
9. J.H. Mullins, E.D. Alyea, Jr. and John M. Teem, Proc. Int. Conf. Instr. H.E. Phys., Berkeley, 1960 (Interscience Publ., N.Y.), p. 106.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 октября 1963 г.