Автор выражает искреннюю благодарность Г. П. Романову за помощь в изготовлении МКП.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лихтенштейн В. Х., Алексеев Г. В.** Влияние магнитного поля на канальные электронные умножители и микроканальные пластины. Препринт ИАЭ-3124. М., 1979.
2. **Сорокин А. Ф.** Сильноточные микроканальные пластины для ЭОП рентгеновского диапазона.— В кн.: Тез. докл. Всесоюз. совещ. «Визуализация рентгенодифракционных изображений дефектов в кристаллах». Ереван, 1983.
3. **Сорокин А. Ф.** Измерение регистрационных характеристик микроканальных пластин.— В кн.: Научн. технич. конф. НКИ. Николаев, 1982.
4. **Олешко-Ожевский О. П., Рожанский В. Н.** Применение рентгеновских видиконов непрерывного наблюдения для исследования фазовых переходов в сегнетоэлектриках.— В кн.: Тез. докл. Всесоюз. совещ. «Визуализация рентгенодифракционных изображений дефектов в кристаллах». Ереван, 1983.
5. **Matsuura S., Umebaushi S. S. et al.** Current status of the micro-channel plate.—IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1984, v. NS-31, N 1.
6. **Сорокин А. Ф.** Об одной конструкции анализатора потока нейтральных атомов. Библиографический сб. ВИНИТИ, 1981, № 2.

Поступила 11/II 1985 г.

УДК 532.59

ОГРАНИЧЕНИЕ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ЗАХЛОПЫВАНИИ ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

В. В. Ермаков

(*Москва*)

Известно, что сходящееся движение несжимаемой жидкости приводит к кумуляции кинетической энергии жидкости. В таких кумулятивных процессах, по крайней мере теоретически [1], оказывается возможным сконцентрировать энергию внутри бесконечно малого объема и получить бесконечно большие давления и температуры. Очевидно, что практически кумуляция всегда ограничена неидеальностью самой жидкости: необходимо учитывать вязкость, теплопроводность, сжимаемость [2, 3]. Эти эффекты не меняют общего характера сходящегося течения и играют главную роль при оценках предельных физически достижимых параметров кумуляции. Анализ размерностей [4] показывает, что такая важная кумулятивная задача, как задача Рэлея [5], допускает построение кумулятивно ограниченного решения, если учесть термодинамические свойства остаточного газа внутри пузырька. Динамическая картина течения в этом случае подробно исследована в ряде работ [6, 7]. В данной работе рассмотрен анализ устойчивости течения при захлопывании пузырька с газом в жидкости.

Обычно при изучении движения кумулирующей жидкости стремятся получить достоверную картину поля давления внутри жидкости [7]. Однако для несжимаемой жидкости с давлением не связана внутренняя энергия [8], поэтому важно рассмотреть особенности преобразования потенциальной энергии пузырька в кинетическую энергию жидкости при схлопывании. Запишем выражение для скорости захлопывания

$$(\dot{R})^2 = \frac{2}{3}\frac{p_0}{\tilde{\rho}}\left[\left(\alpha + \frac{1}{\gamma-1}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - \Big(\alpha + \frac{1}{\gamma-1}\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}\right],$$

где $\tilde{\rho}$ — плотность жидкости; $\alpha = \tilde{p}/p_0$ — отношение давления в жидкости вдали от границы полости к начальному давлению газа внутри полости; γ — показатель адиабаты газа; R_0 и R — начальный и текущий радиусы полости соответственно. Видно, что скорость имеет максимум, когда

$$\frac{R_0}{R} = \left[\frac{\gamma-1}{\gamma}\left(\alpha + \frac{1}{\gamma-1}\right)\right]^{\frac{1}{3(\gamma-1)}}.$$

Так как $\ddot{R} = \frac{1}{2}\frac{d}{dR}(\dot{R})^2$, то в точке максимума скорости ускорение границы полости обращается в нуль. В начале процесса схлопывания $\ddot{R} = \frac{p_0}{\tilde{\rho}R_0}(1-\alpha)$ или $\ddot{R} \simeq -\frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}R_0}$ для $\alpha \gg 1$.

Подсчитаем также изменение кинетической энергии жидкости при движении:

$$\Delta E_к = 4\pi \int\limits_R^\infty \tilde{\rho} \frac{v^2}{2} r^2 dr$$

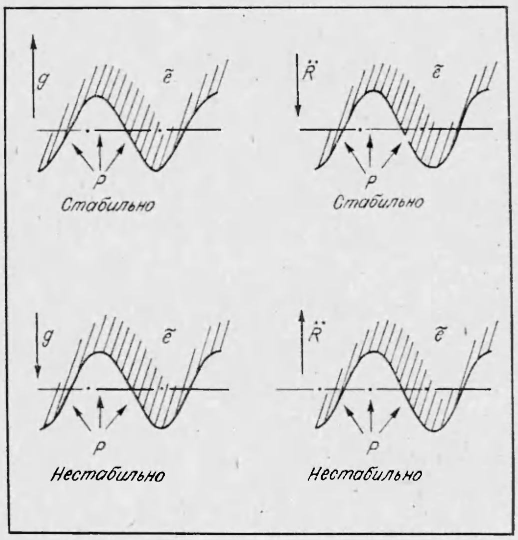
(v — скорость жидкой частицы с координатой r). Интегрирование должно быть распространено на ∞ в соответствии с начальными условиями задачи [5]. Таким образом,

$$\Delta E_к = \frac{4}{3} \pi \tilde{p} [R_0^3 - R^3] + \frac{4}{3} \pi p_0 R_0^3 \frac{1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3(\gamma-1)}\right].$$

В этом выражении первый член отвечает за изменение потенциальной энергии образования сферической полости в заданном поле давления, а второй — просто приращение внутренней энергии остаточного газа в адиабатическом приближении [1], т. е. $\Delta E_п = \Delta E_к + \Delta E_{вн}$.

В процессе захлопывания полости жидкость все время ускоряется. Однако ускоренное движение несжимаемой жидкости может быть неустойчивым. Имеется в виду неустойчивость Рэлея — Тейлора, возникающая, например, при движении несжимаемой жидкости в поле тяжести [9]. Этой моделью воспользуемся, заменяя силу тяжести силой инерции, направленной противоположно ускорению жидкости. В начале процесса захлопывания ускорение направлено к центру пузырька. При этом, согласно теории, развиваются возмущения, которые нарастают со скоростью $\omega^2 \sim |\ddot{R}|k$, где k — волновой вектор, ω — частота возмущения. Если бы движение происходило в поле тяжести, то поверхность жидкости изменялась бы по закону $\tilde{y} = y_0 \operatorname{ch} \omega t \cdot \cos kx$. При этом ω определяется выражением $\omega^2 \simeq \pm gk$, где знак плюс соответствует случаю, когда жидкость поддерживается давлением против сил тяжести — это нестабильность, а минус — обратному стабильному случаю. Далее, как уже говорилось, заменим силу тяжести силой инерции с учетом знака ускорения. Тогда получится, что движение оказывается стабильным до максимума скорости и нестабильным после максимума скорости. Рисунок поясняет высказанные соображения. Так проявляется нестабильность Рэлея — Тейлора в процессе захлопывания сферической полости с газом.

Выше показано, что реальное захлопывание пузырька в жидкости редко приводит к существенной кумуляции энергии, так как на заключительном этапе захлопывания развивается неустойчивость Рэлея — Тейлора. В основе кумуляции в данном случае лежит преобразование потенциальной энергии образования пузырька в кинетическую энергию сходящегося течения. Вместе с тем изменение размеров пузырька во время захлопывания приводит к увеличению тепловой энергии газа внутри пузырька, что, естественно, уменьшает вероятность дальнейшего ускорения жидкости. Иными словами, и кинетическая энергия жидкости, и тепловая энергия газа имеют один и тот же источник — потенциальную энергию образования пузырька. Процесс преобразования этой энергии в кумулятивных задачах необратим, следовательно, кумуляция должна прекратиться после



исчерпания всего текущего запаса потенциальной энергии. Дальнейшее движение жидкости неустойчиво. Поэтому можно предположить, что физические причины неустойчивости Рэлея — Тейлора в данном случае заключаются в особенностях эволюции энергетического баланса всей системы жидкость — остаточный газ внутри полости.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
2. **Забабахин Е. И.** Заполнение пузырьков в вязкой жидкости.— ПММ, 1960, т. 24, вып. 5.
3. **Hunter C.** On the collapse of an empty cavity in water.— J. Fluid Mech., 1960, v. 8, p. 2.
4. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерностей в механике. М.: Наука, 1965.
5. **Rayleigh L.** On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity.— Phil. Mag., 1917, v. 34, N 199.
6. **Солоухин Р. И.** О пульсациях пузырьков газа в несжимаемой жидкости.— В кн.: Учен. совет по народнохоз. использованию взрыва. Новосибирск, 1961.
7. **Кедринский В. К.** Особенности динамики сферического газового пузырька в жидкости.— ПМТФ, 1967, № 3.
8. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
9. **Некрасов А. И.** Точная теория волн установившегося вида на поверхности тяжелой жидкости. М.: Изд-во АН СССР, 1951.

Поступила 23/I 1985 г.

УДК 532.546

ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА В УЗКОМ ЗАЗОРЕ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ

В. Д. Жак, В. Е. Накоряков, С. А. Сафонов

(Новосибирск)

Прибор Хил — Шоу широко используется для моделирования процессов фильтрации при малых скоростях [1]. Фильтрация при больших скоростях недостаточно изучена. В [2, 3] проведены измерения профилей скорости, трения на стенке и спектральных характеристик распространения струи в тонкой щели и предложена модель течения для ламинарной струи. Реальные пористые пласты содержат структурные образования, в том числе и непроницаемые, что приводит к необходимости исследования обтекания тела произвольной формы в тонкой щели. Подход, предложенный в [4], показал, что уже при $\mathrm{Re} > 10$ ($\mathrm{Re} = 2u_0h/\nu$, u_0 — среднерасходная скорость набегающего потока, h — толщина щели) нужно учитывать инерционные члены уравнений движения.

В данной работе предлагается решение стационарной задачи обтекания цилиндра несжимаемой жидкостью в приборе Хил — Шоу, учитывающее конвективные члены уравнений движения, приводится сравнение лазерно-доплеровских измерений скорости обтекания цилиндра с результатами численного счета.

Стационарное обтекание несжимаемой жидкостью кругового цилиндра в приборах Хил — Шоу в общем случае описывается уравнениями

$$V\nabla V = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\Delta V, \quad \nabla V = 0. \tag{1}$$

На плоских поверхностях щели ($z = 0$ и $z = h$) и на боковой поверхности цилиндра, образующие которого перпендикулярны плоскостям щели, выполняется условие прилипания, на бесконечности поток полагается равномерным и невозмущенным.

Предположим, что в узкой щели, т. е. при $h \ll r_0$ (r_0 — радиус цилиндра), всюду, включая область течения непосредственно у боковых стенок цилиндра, отсутствует движение в направлении z ($w = 0$), а для продольной u и поперечной v компонент скорости реализуется профиль Пуазейля

$$u(x, y, z) = 4u_+(x, y)\frac{z}{h}\left(1 - \frac{z}{h}\right), \quad v(x, y, z) = 4v_+(x, y)\frac{z}{h}\left(1 - \frac{z}{h}\right). \tag{2}$$