

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ КОЛЛАПСИРУЮЩЕГО ПУЗЫРЬКА ОТ ЛАЗЕРНОГО ПРОБОЯ В ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЯХ

В. С. Тесленко

(Новосибирск)

Начиная с работ Безанта и Рэя о захлопывании пустого пузырька в идеальной жидкости, вопросам, связанным с проблемами кавитации и сферической кумуляции в рамках проблем о захлопывании сферического пузырька в жидкости, посвящено большое количество работ (см. обзоры [1, 2]). Большинство исследований коллапса пузырька в жидкости носит расчетно-теоретический характер. Экспериментальные исследования проблем пузырькового коллапса связаны с техническими трудностями получения сферических монопузырьков в достаточно безграничном объеме. В литературе известны приемы получения монопузырька в жидкости с помощью электроразряда, однако, как показывает опыт [3], с помощью электроразряда невозможно получить кинетическую модель сферического пузырька из-за сложности процесса энерговыделения в разрядном промежутке и из-за наличия граничных поверхностей — электродов, которые предопределяют неустойчивость границы и асимметрию схлопывания пузырька.

Таким образом, на данный момент в проблеме пузырькового коллапса существует некоторый разрыв между теоретическими и экспериментальными исследованиями и их взаимосвязи. За последние годы в экспериментальных исследованиях проблем кавитации наметился методический скачок, который связан с применением в экспериментальной технике лазеров. Например, с помощью фокусировки моноимпульсного излучения лазера в жидкости можно получать необходимые для проверки теоретических расчетов условия: получить в достаточно безграничном объеме жидкости монопузырек, получить n пузырьков с заданными относительными фазами периодов пульсаций и различными относительными максимальными размерами, осуществлять уникальные условия взаимодействия пульсирующего пузырька с жесткой или свободной поверхностью [4, 5].

Постановка экспериментов. Коллапсирующие монопузырьки в жидкости создавались путем фокусировки моноимпульсного рубинового излучения в воде и в вязких жидкостях: вазелиновом масле и глицерине; исследовались монопузырьки размером до 10 мм. Кинетика коллапса пузырьков исследовалась с помощью методов теневой фоторегистрации в покадровом и непрерывном режимах с помощью камеры СФР по методике, описанной в работе [4].

Импульсы давления от коллапсирующего пузырька измерялись с помощью датчиков давления с разрешающей способностью 0,1 мкс, изготовляемых из титаната бария и природного турмалина по методике, описанной в [6]. Регистрация импульсов давления осуществлялась на осциллографе ОК-17М с высокоомным предусилителем.

Результаты экспериментов. Одной из предварительных характеристик коллапса пульсирующего пузырька является характеристика потерь энергии пузырьком между последующими пульсациями, легко определяемая на практике путем измерения периода пульсаций пузырька.

Для случая не всплывающего пузырька при постоянном внешнем давлении в безграничной жидкости справедлива зависимость [7]

$$E_r^{(n+1)}/E_r^{(n)} = (T_{n+1}/T_n)^3,$$

где $E_r^{(n)}$ — энергия, запасенная пузырьком при n -й пульсации; T_n — период n -й пульсации.

В таблице приведены сравнительные данные параметров, характеризующие относительный расход энергии, запасенной пузырьком, для различных способов создания пульсирующих каверн.

В соответствии с работой [7] обычно считают, что основная доля запасенной энергии в пузырьке $E_r^{(n)}$ расходуется на ударно-акустическое излучение $E_p^{(n)}$ и на энергию следующей пульсации $E_r^{(n+1)}$:

$$E_r^{(n)} = E_p^{(n)} + E_r^{(n+1)} + q.$$

Величиной потерь q пренебрегают, и поэтому в практике принято считать, что разница энергий между двумя последующими пульсациями соответствует энергии ударно-акустического излучения от схлопывающейся каверны.

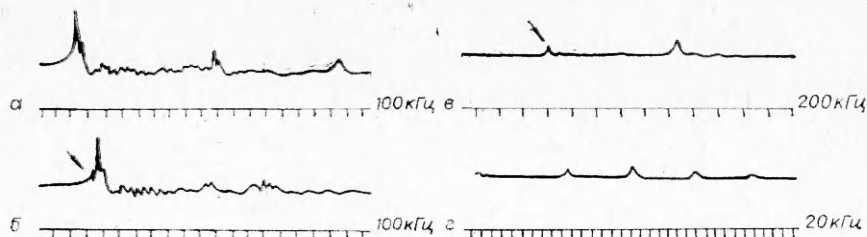
Однако, как отмечалось в [4], потеря энергии пульсирующей полостью происходит не только за счет ударно-акустического излучения

Способ создания каверн	$E_r^{(2)}/E_r^{(1)}$	$E_r^{(3)}/E_r^{(2)}$
Взрыв химических ВВ в воде [7]	0,34	0,54
Электрический разряд в воде	0,05—0,01	—
Лазерный пробой в воде	0,07—0,01	0,5—0
Лазерный пробой в глицерине	0,26	0,5
Лазерный пробой в вазелиновом масле	0,35—0,32	0,51—0,59

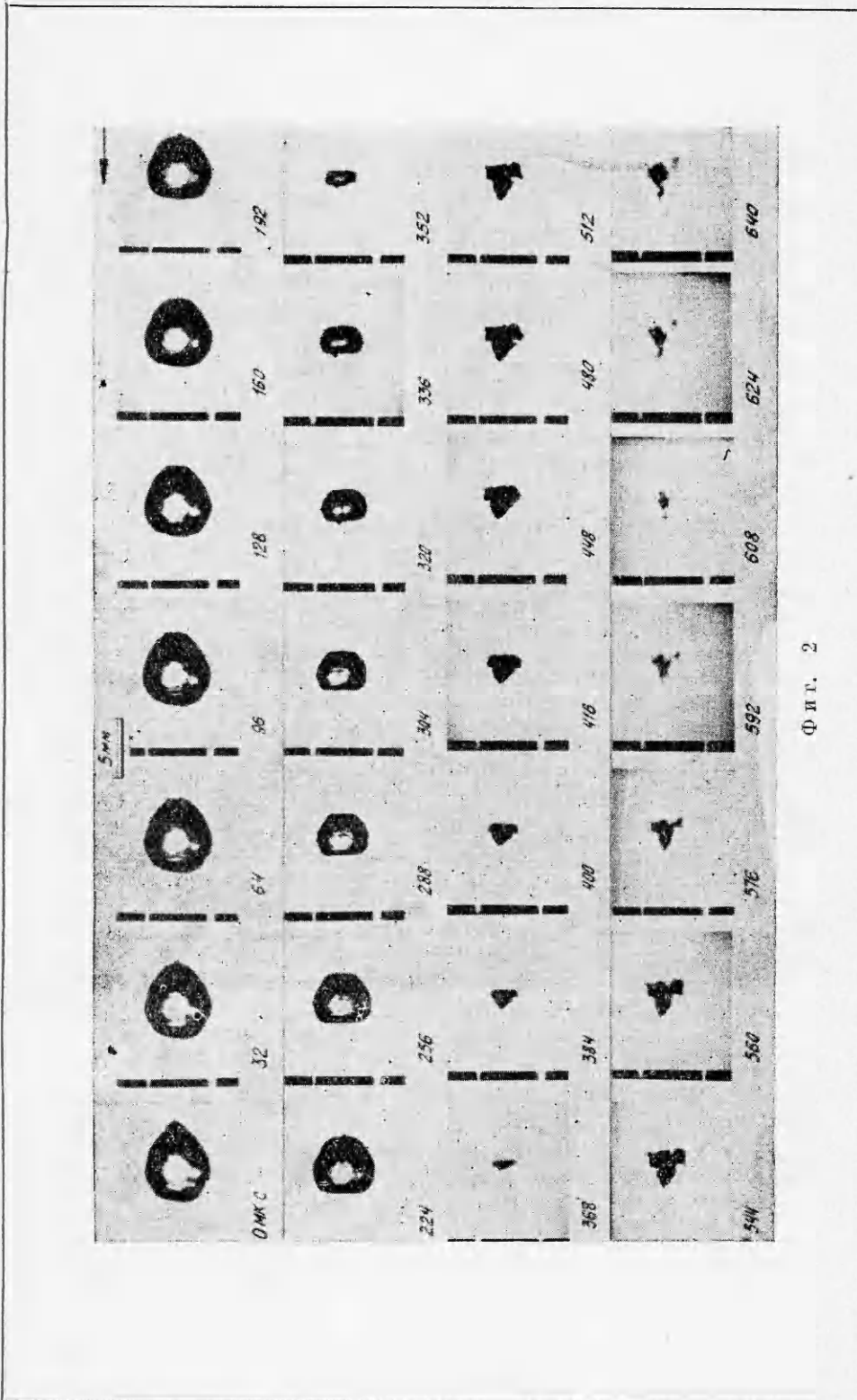
каверны, но и за счет несимметричного схлопывания пузырька, в результате чего происходит более быстрое его разрушение при последующих пульсациях.

Эксперименты с водой. Для более подробного выяснения данного вопроса и связи предварительно полученных данных в работе [4] с теоретическими исследованиями [8—10] произведены измерения импульсов давления от схлопывающегося пузырька в воде в корреляции с кинематографическими исследованиями.

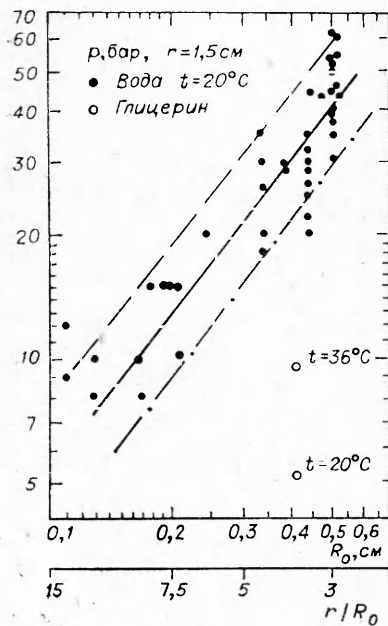
На фиг. 1, *a—e* приведены примеры осциллограмм импульсов давления от коллапсирующего пузырька в воде. Фиг. 1, *a* соответствует ударно-акустическому излучению коллапсирующего пузырька, схлопывание которого близко к симметричному, фиг. 1, *b, e* соответствуют случаям, когда наблюдается асимметричное схлопывание: *b* — когда асимметрия схлопывания в виде потери устойчивости проявляется в окрестности минимального размера пузырька, *e* — в случае явно выраженного асимметричного схлопывания пузырька. Примером такого асимметричного схлопывания пузырька служит кинограмма на фиг. 2, где видно, что до



Ф и г. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

момента минимального размера пузырька он простреливается кумулятивными струями, формируемыми за счет его асимметрии, имевшейся при максимальном его размере. В результате такого схлопывания пузырек быстро разрушается.

Качественный и количественный анализ кинограмм и измеряемых импульсов давления от схлопывающегося пузырька показали, что в случае асимметричного схлопывания датчик давления регистрирует «предвестники» — импульсы давления (на фиг. 1, б, в отмечены стрелкой), которые предшествуют основному импульсу, излучаемому пузырьком при схлопывании. При наличии таких «предвестников» обнаруживается уменьшение крутизны нарастания амплитуды импульса давления основного импульса и уменьшение максимального значения амплитуды давления более чем на 50% (при относительной ошибке измерений $\pm 7\%$).

На фиг. 3 представлены результаты измерений максимальных амплитуд давления p , зарегистрированных на расстоянии $r = 1,5$ см от центра пробоя для различных пузырьков. Учитывая, что в данном рассмотрении учитывались и пузырьки с отклонениями от сферической формы, за максимальный радиус пузырька (см. фиг. 3) принималась величина R_0 , вычисляемая через период пульсации T_1 по формуле Виллиса $R_0 = (T_1/1,83) \times \sqrt{p_0/\rho}$, которая справедлива для сферических пузырьков от лазерного пробоя с точностью до ошибки измерения ($\pm 1\%$) R_0 и T_1 .

Полученные результаты можно аппроксимировать формулой

$$p = K(R_0/r)^\alpha,$$

где p — максимальное значение давления в волне, бар; R_0 — максимальный размер пузырька; r — расстояние до точки измерения давления.

Для данных экспериментов имеем $\alpha = 1,2 - 1,3$. Величина размерного коэффициента K находится в пределах 90 — 120 бар, т. е. для верхних значений амплитуд, которым соответствует схлопывание, близкое к симметричному, $K = 120$ бар. Для осциллограмм без «предвестников» производился расчет акустической энергии, излучаемой пузырьком при схлопывании. Расчет производился по формуле [7]

$$E_p^{(n)} = \frac{4\pi r^2}{\rho c} \int_0^{\theta_1} p^2(t) dt + \frac{4\pi r^2}{\rho c} \int_0^{\theta_2} p^2(t) dt,$$

где r — расстояние до датчика; ρc — волновое сопротивление жидкости; θ_1, θ_2 — постоянные времени экспоненциального спада левой и правой ветвей импульса.

Результаты обработки осциллограмм без «предвестников» показали, что пузырьком излучается в звук в среднем 75% (при средней суммарной

ошибке измерений $\pm 24\%$) от запасенной энергии пузырька $E_r^{(n)} = \frac{4}{3}\pi R_0^3 p_0$.

Проведена обработка некоторых осциллограмм с «предвестниками» только для основного импульса, соответствующего захлопыванию пузырька. Обработка таких осциллограмм без учета пичков от «предвестников» на фоне основного импульса показала, что доля энергии, приходящаяся на основной импульс, снижается в среднем до 50% (при ошибке измерений $\pm 34\%$) относительно запасенной энергии в пузырьке $E_r^{(n)}$.

Учет импульсов от «предвестников» не производился ввиду возрастающей ошибки измерений p и θ , поэтому оценить энергию излучения «предвестников» с достаточной точностью не удалось. Можно только отметить, что амплитуда «предвестника» в некоторых экспериментах достигала почти половины амплитуды «ослабленного» основного импульса от захлопывающегося пузырька, что примерно составляет одну четверть от амплитуды импульса для симметрично захлопывающегося пузырька.

Эксперименты с вазелиновым маслом и глицерином. Для выявления роли вязкости в проблеме пузырькового коллапса в вазелиновом масле с плотностью $\rho = 0,868$ г/см³, вязкостью $\nu = 1,3 \cdot 10^3$ сП, при $t^\circ = 22^\circ\text{C}$ и в глицерине с плотностью $\rho = 1,26$ г/см³ и вязкостью $\nu = 2 \cdot 10^3$ при 22°C исследовался коллапс в той же постановке экспериментов. Результаты осциллографических измерений показали, что амплитуда импульсов, излучаемых при захлопывании пузырька в данных вязких жидкостях, уменьшается в 5—8 раз относительно измерений для воды (см. фиг. 3). Качественная структура импульсов близка к импульсам от схлопывающегося симметрично пузырька в воде. «Предвестников» в глицерине и вазелиновом масле не обнаружено, хотя и создавались условия асимметричного схлопывания.

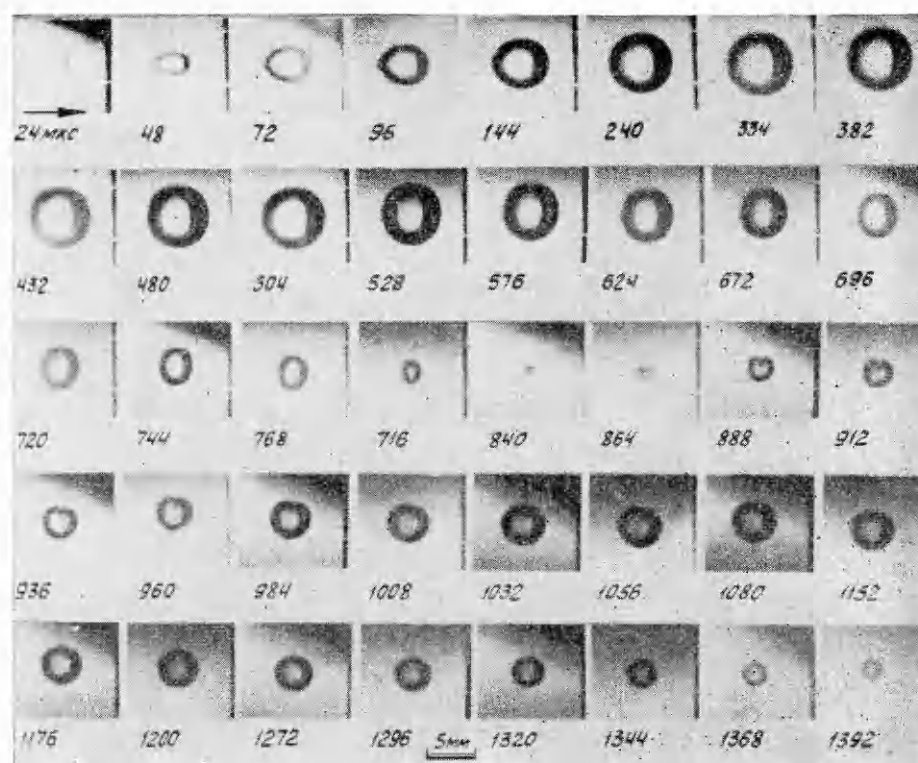
На фиг. 1, *г* приведена одна из осциллограмм импульсов давления от пульсирующего пузырька в вазелиновом масле, а на фиг. 4 — одна из кинограмм для вазелинового масла, где видно, что потеря устойчивости происходит где-то вблизи момента минимального размера пузырька, о чем жидкость помнит до максимального размера пузырька второй пульсации, затем пузырек приобретает правильную сферическую форму и пульсирует стабильно до полной потери энергии.

Наблюдаемую картину можно объяснить следующим образом. Потеря устойчивости пузырька в вязкой жидкости при схлопывании может проявляться в результате снижения вязкости по границе пузырька за счет повышения температуры газа в пузырьке. А при расширении происходит охлаждение стенок, вязкость увеличивается и происходит гашение неустойчивостей за счет вязкости.

Из осциллографических и кинематографических результатов исследований следует, что пульсации в вязких жидкостях многократные и устойчивые. Для вязких жидкостей обнаруживается устойчивая стабильность пульсаций, т. е. если и создается асимметрия пузырька, то на последующих стадиях пульсаций она исчезает (см. фиг. 4), в результате осуществляются многократные устойчивые пульсации.

«Предвестники» в вязких жидкостях не наблюдались, очевидно, из-за существенно меньших скоростей кумулятивных струй, так как «предвестники» — результат гидравлического удара кумулятивных струй о противоположную стенку пузырька с локальным давлением в точке удара $p_d = \rho c u / 2$ (u — скорость струи в момент удара).

Несмотря на то, что локальные давления p_d при соударениях могут достигать тех же порядков ($\sim 10^3$ бар), что и при схлопывании пузырька, акустическое излучение от источника удара незначительно: как следует из

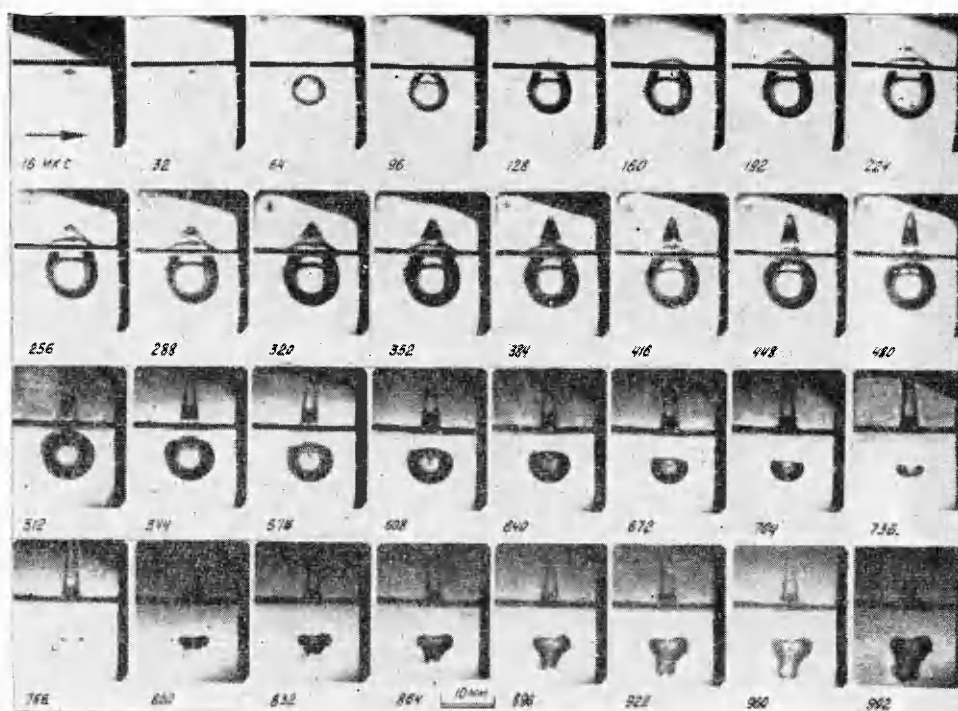


Фиг. 4.

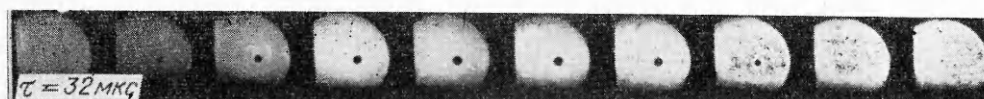
косвенных оценок (по доле основного излучения с «предвестниками» и без «предвестников»), не может превышать $1/4$ энергии пузырька. Именно поэтому зарегистрировать параметры «предвестников» по абсолютным значениям методически трудно.

Обсуждение результатов. Аномальное увеличение амплитуды давления при пульсациях газового пузыря вблизи свободной поверхности описано в [7], однако определенного объяснения наблюдаемых «пигов» на осциллограммах пульсаций не дано.

На основе современных представлений [11] о процессах, происходящих при подводном взрыве вблизи свободной поверхности, и результатов данных исследований можно сделать определенный вывод о том, что описанные в [7] «пики» и «предвестники» имеют одну и ту же природу — акустическое излучение от удара кумулятивных струй о противоположную стенку пузыря. На фиг. 5 представлена кинограмма асимметричного схлопывания пузырька, где асимметрия пузырька задается за счет эффекта взаимодействия пульсирующего пузырька со свободной поверхностью [11]. На данной кинограмме отчетливо наблюдается кумулятивная струя внутри пузырька. Однако при больших заглублениях кумулятивный прострел с такой отчетливостью не наблюдается, так как обнаруживается на более поздних стадиях схлопывания (см. фиг. 4). Пузырек «чувствует» свободную и жесткую поверхности на расстояниях до $5R_0$, т. е. если пузырек пульсирует на расстоянии, меньшем $5R_0$ от свободной или жесткой поверхности, то наблюдается асимметрия схлопывания. Это рассмотрение позволяет приблизительно определить достаточность безграничности для постановки экспериментов по симметричному схлопыванию



Ф и г. 5



Ф и г. 6

пузырьков в жидкости. Этот результат дополнительно подтверждает вывод о невозможности использования электроразряда в исследованиях сферического коллапса. И, как показывает опыт данных исследований, с помощью лазерного пробоя в жидкостях можно получать условия, достаточно близкие к условиям симметричного схлопывания. На фиг. 6 приведена кинограмма симметричного схлопывания. Однако рассмотренная достаточность на безграничность определена в пределах разрешимости кино съемки (до 10^{-2} см) и временной разрешимости пьезодатчиков (до 10^{-7} с), поэтому в принципе может быть более $5R_0$. Причем следует иметь в виду, что схлопывание пузырька в воде, близкое к симметричному, носит статистический характер, так как устойчивость пузырька в воде при захлопывании зависит еще от ряда других факторов: например, чистоты жидкости и ее газосодержания. Поэтому сравнения с результатами теоретических исследований параметров акустического излучения от схлопывающегося сферического пузырька [8—10] следует производить по верхним значениям давления пульсации.

Из экспериментов для воды имеем зависимость максимальных давлений в волне p от максимального размера пузырька R_0 и расстояния до точки измерения r

$$(1) \quad p \approx 120(R_0/r)^{1,25}.$$

Из результатов теоретических расчетов [8, 9] для пузырька с начальным максимальным радиусом R_0 и начальным давлением в пузырьке $p_r = 10^{-3}$ атм имеем

$$(2) \quad p \simeq 400(R_0/r).$$

Разницу полученных результирующих зависимостей (1), (2) в основном следует отнести за счет разницы «начальных» давлений газа при максимальном размере пузырька, так как, если исходить из результатов оценки коэффициента трансформации энергии пузырька η в энергию акустического излучения ($\eta = E_p/E_r$), по данным работы [9] попадаем в область начальных давлений в пузырьке $10^{-2} - 10^{-3}$ атм. Кроме этого, по результатам кинематографических исследований были определены максимальные значения скорости границы пузырька при захлопывании ($u = 530$ м/с, $M = u/c = 0,33$), что попадает в область совпадения с результатами расчетов [9, 10] по параметру коэффициента трансформации η в зависимости от максимального значения числа Маха M .

Сравнительное рассмотрение теории и эксперимента позволяет сделать вывод, что разработанная теория для вязких жидкостей имеет согласованность с данными экспериментами. В результате давление пара и газа p_r при максимальном размере пузырька R_0 в воде для рассмотренных экспериментов составляло в среднем $4 \cdot 10^{-3}$ атм.

Для пузырьков, получаемых с помощью лазерного пробоя в вазелиновом масле и глицерине, p_r при R_0 превышает значение 10^{-2} атм. Это следует из приближенной оценки коэффициента трансформации η и параметров таблицы. Снижение вязкости на три порядка не дало существенного увеличения параметра η . Столь высокое газосодержание объясняется эффективным разложением в газы продукты глицерина и вазелинового масла от оптического пробоя. Данная особенность не позволила более обстоятельно выявить роль вязкости в аспекте задач о заполнении пузырька в вязкой жидкости [2].

Учитывая результаты данных экспериментов и результаты работы [9] о зависимости коэффициента η от M и p_r , можно было бы принять в качестве критерия экспериментального контроля неограниченности сферической кумуляции [2] для пузырьков в жидкости параметр η . Приближение к неограниченной кумуляции может иметь место при $\eta \rightarrow 1$ ($M \rightarrow \infty$), а при $\eta < 1$ сферическая кумуляция устраняется вязкостью жидкости, газосодержанием в пузырьке, неустойчивостью.

Смысл введения критерия экспериментального контроля неограниченности сферической кумуляции для пузырьков по параметру η определяется тем, что в окрестности особой точки сложно регистрировать кинооптическими средствами скорость границы пузырька ввиду дифракционных эффектов за счет начавшегося ударно-акустического излучения. В заключение отметим следующее:

1. На примере исследований коллапса пузырька от лазерного пробоя в жидкостях показано, что метод генерации коллапсирующих пузырьков с помощью лазерного пробоя в жидкостях более совершенный, чем метод электрического разряда.

2. Обнаруженные особенности спектра ударно-акустического излучения от схлопывающегося пузырька обусловлены асимметрией захлопывания пузырька. Асимметричное и неустойчивое схлопывание пузырька снижает амплитудные значения акустического излучения.

3. Показано, что вязкость жидкости может устранять неустойчивости на границе коллапсирующего пузырька и приводить к устойчивым многократным пульсациям пузырька. Вязкость существенно снижает ампли-

тудные значения акустического излучения от схлопывающегося пузырька.

4. Для пузырька в воде, схлопывающегося достаточно симметрично, имеет место согласованность с теоретическими разработками [8—10]. Для данных экспериментов с водой коэффициент трансформации энергии пузырька в энергию акустического излучения достигает 90%.

5. Из рассмотренного критерия ограниченности сферической кумуляции и приводимых экспериментальных результатов следует, что неограниченная сферическая кумуляция главным образом устраняется газодержанием пузырька и неустойчивостью границы пузырька в окрестности особой точки.

Автор выражает благодарность А. А. Бузукову, В. К. Кедринскому, В. Е. Накорякову за полезные обсуждения работы.

Поступила 26 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Си Дин-ю. Некоторые аналитические аспекты динамики пузырьков.— «Труды амер. об-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов. Серия Д», 1965, т. 87, № 4, с. 157.
2. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции.— В кн.: Механика СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970, с. 313.
3. Гибсон Д. К. Кинетическое и тепловое расширение пузырьков пара. О природе колебаний при парообразовании под действием искрового разряда.— «Труды амер. об-ва инж. мех. Теор. основы инж. расчетов. Серия Д», 1970, т. 94, № 1, с. 101, 273.
4. Бузуков А. А., Попов Ю. А., Тесленко В. С. Экспериментальное исследование взрывного процесса, вызванного фокусировкой моноимпульсного излучения лазера в воду.— ПМТФ, 1969, № 5, с. 17.
5. Lauterborn W. Kavitation durch Laserlicht.— «Acustica», 1974, vol. 31, N 2.
6. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., «Наука», 1967.
7. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
8. Hickling R., Plesset M. S. Collapse and Rebound of a Spherical Bubble in water.— «Phys. Fluids», 1964, vol. 7, N 1, p. 7.
9. Морозов В. П. Численный анализ излучения звука сферической каверной.— «Труды Акустического института», 1969, вып. 7, с. 115.
10. Перник А. Д. Кавитационный шум.— «Труды Акустического института», 1969, вып. 7, с. 87.
11. Кедринский В. К. О подводном взрыве вблизи свободной поверхности.— «Докл. АН СССР», 1973, т. 212, № 2, с. 324.

УДК 538.4

ОДНОМЕРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ И ИЗОМАГНИТНЫЕ СКАЧКИ В НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

Г. А. Шапошникова

(Москва)

1. Рассмотрим одномерное течение идеально проводящего, намагничивающегося, невязкого и нетеплопроводного газа, не содержащего объемный заряд, в трубке тока в электромагнитном поле. Для простоты будем считать, что электрическое E и магнитное поле H перпендикулярны