

(2.3) удовлетворяется приближенно, так как при  $t \rightarrow \infty$  и  $z \leq h$

$$L_1(c_1, c_2) \leq c_0 \sigma (Ut - h)^{-1/2} \exp \{-2\sigma U^{-1}(Ut - h)^{1/2}\} \rightarrow 0.$$

Из формул (2.4) видно, что вблизи входа в реактор концентрации реагента в фазах с течением времени выравниваются, достигая значения  $c \approx c_+ \approx 0$ .

Отметим, что приближенное выражение для концентрации  $c(x, t)$  в непрерывной фазе (2.4) дает ее точное значение на входе в реактор при  $z = 0$ . Это доказывается непосредственным интегрированием первого уравнения (2.3) при  $z = 0$  с учетом равенства  $c_+(t, 0) = 0$ .

Поступила 14 VIII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гунало Ю. П., Полянин А. Д., Рязанцев Ю. С. О диффузии к цепочке капель (пузырей) при больших числах Пекле. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1978, № 1.
2. Полянин А. Д. О диффузионном взаимодействии капель в жидкости. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1978, № 2.
3. Gupalo Yu. P., Polyinin A. D., Ryazantsev Yu. S. Moving particle interaction effects in the mass transfer in reacting dispersed systems. — In: 6 Int. Colloquium on the gasdynamics of explosions and reactive systems. Stockholm, Sweden, AIA, 1977.
4. Waslo S., Gal—Or B. Boundary layer theory for mass and heat transfer in clouds of moving drops, bubbles or solid particles. — «Chem. Engng Sci.», 1971, vol. 26, N 6.
5. Leclair B. P., Hamielec A. E. Viscous flow through particle assemblages at intermediate Reynolds numbers. Steady-state solutions for flow through assemblages of spheres. — «Ind. and Engng Chem. Fundam.», 1968, vol. 7, N 4.

УДК 620.193.6

#### ЛАЗЕРНАЯ КАВИТАЦИЯ В ЖИДКОМ АЗОТЕ

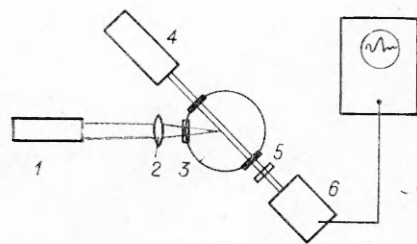
П. И. Голубничий, П. И. Дядюшкин, Г. С. Камюжный,  
С. Д. Корчиков, В. Г. Кудленко

(Ворошиловград)

С момента обнаружения лазерной кавитации в жидкости [1] появилось большое число работ, посвященных исследованию этого явления. Интерес к проблеме обусловлен, во-первых, тем, что это практически единственный способ получения изолированного кавитационного пузырька в жидкости (в случае электрического разряда возникают искажения, вызываемые наличием электродов), во-вторых, неясностью характеристик состояния вещества, реализующегося при коллапсе образованной таким образом полости.

Для исследования динамики пузырьков, образующихся при лазерном пробое в жидкости, применялись методики, основанные на регистрации акустических и световых импульсов, возникающих при образовании и коллапсе пузырька [1], применении скоростной фотосъемки [2], использовании теневого метода с подсветкой газовым лазером [3].

Цель данной работы — наблюдение лазерной кавитации в простейшей криогенной жидкости — жидком азоте. Вследствие близости температуры жидкого азота к точке кипения давление в кавитационной полости при ее максимальном размере, определяемое в основном давлением насыщенных паров азота, будет незначительно отличаться от внешнего да-



Фиг. 1

ления и степень сжатия пузырька  $R/r$  будет невелика (здесь  $R$  — максимальный и  $r$  — минимальный радиусы пузырька соответственно).

Температуру  $T$  внутри полости при максимальном сжатии пузырька в адиабатическом приближении можно оценить как

$$T = T_0(R/r)^{3(\gamma-1)},$$

где  $T_0$  — начальная температура;  $\gamma = 4/3$  — показатель адиабаты. Как будет показано ниже, при атмосферном давлении  $R/r \approx 3$ . Тогда температура в полости не превышает 240 К. Поэтому световое излучение в момент коллапса пузырька будет отсутствовать.

Регистрация же акустических импульсов, возникающих при коллапсе пузырька, затрудняется наличием сильного отражения от стенок оптического криостата акустического излучения, генерируемого при пробое.

Таким образом, для изучения динамики кавитационных пузырьков в жидком азоте целесообразно использовать либо скоростную фотосъемку, либо теневой метод. Последний более прост в методическом отношении и позволяет получить достаточно полную информацию о кавитационной полости (величину отношения  $R/r$  и период пульсации полости), вследствие чего он и был использован в данной работе.

Блок-схема установки представлена на фиг. 1. Луч неодимового лазера 1 фокусировался линзой 2 с фокусным расстоянием 25 мм в жидкий азот, находящийся в оптическом криостате 3. Длительность лазерного импульса составляла 10 нс, максимальная энергия в импульсе  $\sim 3 \cdot 10^{-2}$  Дж. Система была настроена таким образом, что пробой возникал на прямой, соединяющей гелий-неоновый лазер 4, используемый для подсветки и фотоумножитель ФЭУ-13 6, перед которым находился красный светофильтр КС-13 5. Светофильтр был необходим для ослабления светового излучения от пробойной искры, попадающего на фотоумножитель.

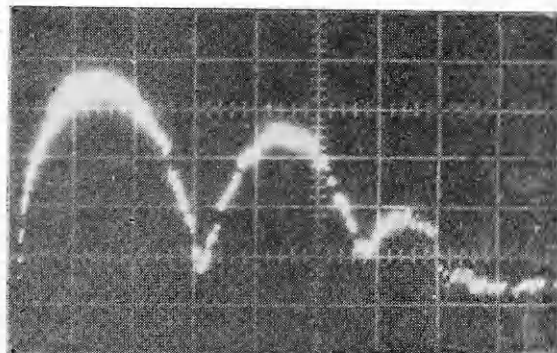
Типичная осциллограмма пульсаций кавитационной полости показана на фиг. 2. Так как размеры полости много больше длины волны излучения газового лазера, то эффективно сечение рассеяния света можно считать равным  $\pi l^2$ , где  $l$  — радиус пузырька. Тогда величину отношения  $R/r$  можно получить из соотношения

$$R/r = (A/a)^{1/2},$$

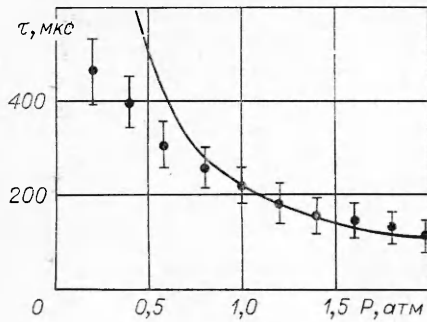
где  $A$  — максимальная и  $a$  — минимальная амплитуды сигнала на тенеграмме.

Проверить правильность этого соотношения можно следующим образом. Известно, что период пульсации пузырька  $\tau$  зависит от величины максимального радиуса  $R$  как [4]

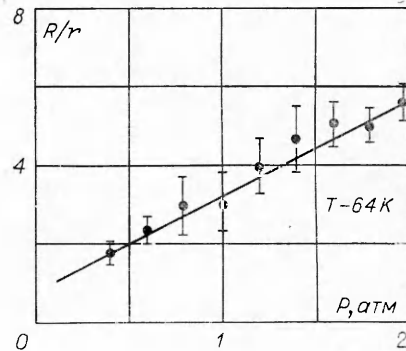
$$\tau = 1,83 R(\rho/P)^{1/2},$$



Фиг. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

где  $\rho$  — плотность жидкости;  $P$  — окружающее давление. Тогда для отношения периодов первой и второй пульсаций пузырька получим

$$\tau_1/\tau_2 = (A_1/A_2)^{1/2},$$

где индекс 1 относится к первой пульсации и 2 — ко второй. Эта зависимость оказалась справедливой для всех тенеграмм.

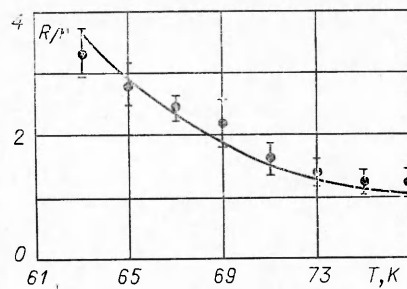
На фиг. 3 представлена зависимость периода первой пульсации пузырька от величины внешнего давления. Сплошной линией показана теоретическая зависимость  $\tau \sim P^{-5/6}$ , справедливая при условии неизменности энергии, запасенной полостью [4]. Видно, что в области давлений больше 1 атм экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретической зависимостью. При давлениях меньше 1 атм наблюдается значительное расхождение между теоретической и экспериментальной зависимостями, что может быть объяснено несферичностью кавитационной полости. Степень несферичности возрастает с понижением давления вследствие увеличения размеров полости и, следовательно, уменьшения устойчивости ее формы. Этот вывод подтверждается также анализом тенеграмм, на которых при малых значениях давления наблюдаются значительные искажения формы пульсаций.

На фиг. 4, 5 представлены зависимости величины отношения  $R/r$  от внешнего давления и температуры. Согласно работе [5], величина отношения  $R/r$  полностью определяется параметром газосодержания  $\delta = p/P$ , где  $p$  — давление внутри полости при максимальном радиусе пузырька, а именно:

$$(1) \quad R/r = (1 + 3\delta - \delta^{1,6})/3\delta.$$

В первом приближении можно считать давление внутри полости при ее максимальном размере равным давлению насыщенных паров азота. Результаты, рассчитанные по формуле (1), при этом предположении показаны линиями на фиг. 3—5. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с выражением (1).

Таким образом, можно сделать вывод, что динамика кавитационной полости в жидком азоте хорошо описывается известными выражениями для обычной жидкости, за исключением области малых давлений, в которой начинает играть роль несферичность пу-



Ф и г. 5

зырька. Степень сжатия (отношение  $R/r$ ) в жидком азоте мала и не превышает 6 (при избыточном давлении 2 атм и температуре 65 К), вследствие чего сжатие пузырька не имеет резкого характера (коллапса), приводящего к излучению акустического импульса, сравнимого по величине с импульсом при пробое. Для повышения степени сжатия необходимо уменьшить значение параметра газосодержания, чего можно добиться путем повышения внешнего давления.

Поступила 10 X 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Сонолюминесценция при фокусировке лазерного излучения в жидкость. — «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 14, № 5.
2. Бузуков А. А., Попов Ю. А., Тесленко В. С. Экспериментальное исследование взрывного процесса, вызванного фокусировкой моноимпульсного излучения лазера в воду. — ПМТФ, 1969, № 5.
3. Акманов А. Г., Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И., Шеманин В. Г. Исследование лазерной сонолюминесценции в жидкости. — «Акуст. журнал», 1973, т. 19, № 5.
4. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М., «Наука», 1971.
5. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации. — В кн.: Мощные ультразвуковые поля. М., «Наука», 1968.

УДК 534.222.2

### СТРУКТУРА ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТВЕРДОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

С. З. Душин, В. В. Сурков

(Москва)

Исследование характера распространения волн в веществах с нарушенной сплошностью представляет интерес по нескольким причинам: изучение ударного разогрева пористого вещества в волнах большой интенсивности позволяет восстановить уравнение состояния сплошного вещества в аномальных условиях (мегабарные давления и температуры порядка температуры плавления) [1]; большинство материалов в естественных условиях не являются сплошными, и характер распространения волн во многом определяется самой структурой твердого тела.

При изучении ударных волн в твердых средах с нарушенной сплошностью следует учитывать следующие обстоятельства. Во-первых, аналогично рассмотрению фронта ударной волны в газах с замедленным возбуждением некоторых степеней свободы [1] исследование структуры ударного перехода в твердых пористых средах необходимо проводить с учетом инерционных свойств среды [2—4]. Так, при ударном нагружении пористого вещества до давлений в десятки килобар (когда влиянием нагрева вещества можно пренебречь) на структуру фронта волны оказывает влияние динамика выборки пор [2—4]. Такое рассмотрение приводит к тому, что давление в веществе оказывается зависящим не только от плотности вещества, но и от ее производных. Во-вторых, теоретические и экспериментальные работы ряда авторов [3—8] указывают на существенное влияние вязких свойств пористого вещества на характер распространения и затухания ударных волн. В-третьих, оценки [2—4,9] показывают, что заметное изменение пористости происходит только тогда, когда вся масса твердого вещества переходит в состояние пластического течения.

В данной работе рассматриваются особенности распространения ударных волн слабой интенсивности, когда влиянием нагрева вещества можно пренебречь (десятки килобар), но сам характер распространения волны во многом определяется поведением пористого тела в пластическом состоянии: заметное влияние на структуру волны оказывает динамика выборки пор.