

УДК 532.538 + 539.593

ИМПУЛЬСНОЕ РАСТЯЖЕНИЕ ГЕКСАНА И ГЛИЦЕРИНА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А. В. Уткин, В. А. Сосиков, А. А. Богач

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка

Проведены измерения прочности гексана и глицерина в условиях импульсного растяжения при взаимодействии треугольного импульса сжатия со свободной поверхностью. Эксперименты выполнены в диапазоне скоростей деформирования $10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$. Установлено, что прочность гексана равна 14 МПа и не зависит от скорости деформирования, тогда как прочность глицерина возрастает с 57 до 142 МПа при увеличении скорости деформирования на порядок. Рассмотрена возможность применения модели гомогенного зародышеобразования для интерпретации полученных данных.

Ключевые слова: ударно-волновое воздействие, ударные волны, разрушение жидкостей, кавитация.

Согласно [1, 2] жидкости могут выдерживать большие растягивающие напряжения, достигающие $0,1 \div 1,0 \text{ ГПа}$. При этом предполагается, что нарушение сплошности вещества происходит в результате возникновения пор по механизму гомогенного зародышеобразования. В то же время в условиях статических испытаний зафиксированы значительно меньшие значения напряжения [3], что объясняется наличием в реальных жидкостях гетерогенных очагов, на которых инициируется рост пор. Среди различных примесей, содержащихся в жидкости, существенное влияние на ее прочность могут оказать только пузырьки, существующие самостоятельно или находящиеся в мелких трещинах нерастворимых частиц.

Приблизиться к реальным условиям разрыва жидкостей при гомогенном зародышеобразовании можно, используя динамическое растяжение. В данной работе для этой цели применяется метод анализа откольных явлений при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности исследуемого вещества [4]. Преимущество данного метода состоит в том, что из-за малой длительности импульсов воздействия (порядка 1 мкс) разрушение является объемным (исключается влияние границ) и происходит в тонком слое вещества, что приводит к значительному уменьшению количества гетерогенных очагов, способных повлиять на разрыв жидкости. Кроме того, можно ожидать, что предварительное сжатие в ударной волне приведет к частичному схлопыванию пор, что также повышает роль гомогенного зародышеобразования.

Импульсное растяжение жидкостей в условиях ударно-волнового нагружения использовалось ранее для исследования кавитации глицерина [5, 6], воды [7–9], этиленгликоля [7], этилового спирта [8] и ртути [10]. Наиболее подробно исследован глицерин, для которого определена зависимость откольной прочности от температуры в диапазоне температур $T = 220 \div 350 \text{ К}$ [6]. Показано, что откольная прочность уменьшается с 250 МПа при $T = 262 \text{ К}$ до 34 МПа при $T = 350 \text{ К}$. Полученные результаты авторы работы [6] объясняют в рамках нестационарной теории гомогенного зародышеобразования. Скорость деформирования в экспериментах [6] изменялась в несколько раз и составляла порядка $0,1 \text{ мкс}^{-1}$. В то же время характер зависимости прочности от скорости деформирования

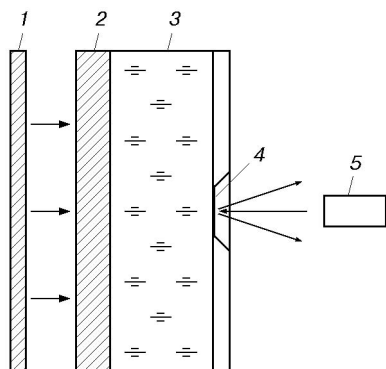


Рис. 1. Схема экспериментов:

1 — ударник, 2 — экран, 3 — жидкость, 4 — алюминиевая фольга, 5 — лазерный интерферометр VISAR

позволяет судить о механизме разрушения. Представляет также интерес сопоставление особенностей разрушения жидкостей с существенно различными временами релаксации, поскольку появляется возможность исследовать влияние релаксационных процессов на характер разрушения. С этой целью в данной работе проведены эксперименты, в которых определена откольная прочность гексана и глицерина в широком диапазоне длительности импульсов сжатия, и рассмотрена возможность применения модели гомогенного зародышеобразования для интерпретации полученных данных.

Результаты экспериментов. Схема экспериментов приведена на рис. 1. Ударные волны создавались при соударении алюминиевого ударника толщиной $0,2 \div 2,0$ мм, разогнанного продуктами взрыва до скорости $500 \div 600$ м/с [4], с плексигласовым дном кюветы толщиной 2 мм. Условия нагружения определялись толщиной ударника h_i и толщиной слоя жидкости h_l (см. таблицу). В опытах 6, 8 импульс сжатия формировался в результате непосредственного воздействия продуктов взрыва на медный экран толщиной 20 мм. Для регистрации скорости использовался лазерный интерферометр VISAR [6] с постоянной 80,8 м/с, что позволило провести измерения с точностью до 2 м/с и временным разрешением около 4 нс. Лазерный луч отражался от алюминиевой фольги толщиной 7 мкм, отделяющей жидкость от воздуха. Геометрические размеры сборки (диаметр плоского участка ударника был более 40 мм) обеспечивали одномерные условия нагружения и исключали приход боковой волны разгрузки за время проведения эксперимента. К моменту выхода на свободную поверхность импульс сжатия имел форму треугольника, что определялось в отдельных экспериментах по схеме, аналогичной приведенной на рис. 1, но при этом фольга помещалась внутрь жидкости.

Номер опыта	h_i , мм	h_l , мм	P_0 , МПа	ΔW , м/с	P_s , МПа	$\dot{\epsilon} \cdot 10^{-4}$, с $^{-1}$
Гексан						
1	0,2	4	162	39 ± 2	$14,0 \pm 0,7$	12
2	0,2	4	162	—	—	12
3	0,4	4	425	43 ± 2	$15,4 \pm 0,7$	15
4	0,4	4	425	—	—	15
5	0,4	8	227	39 ± 2	$14,0 \pm 0,7$	5
6	—	8	454	34 ± 2	$13,2 \pm 0,7$	2
7	2,0	8	719	43 ± 2	$15,4 \pm 0,7$	3
Глицерин						
8	—	8	1222	48 ± 2	57 ± 2	1,5
9	0,2	1	782	119 ± 2	142 ± 7	20,8
10	0,4	8	652	78 ± 2	$93 \pm 0,7$	6,2

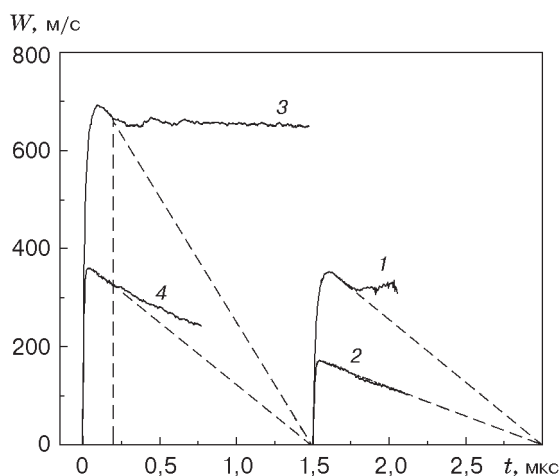


Рис. 2

Рис. 2. Массовые скорости (2, 4) и скорости свободной поверхности (1, 3) для гексана (штриховые линии — экстраполяция скорости свободной поверхности в отсутствие кавитации)

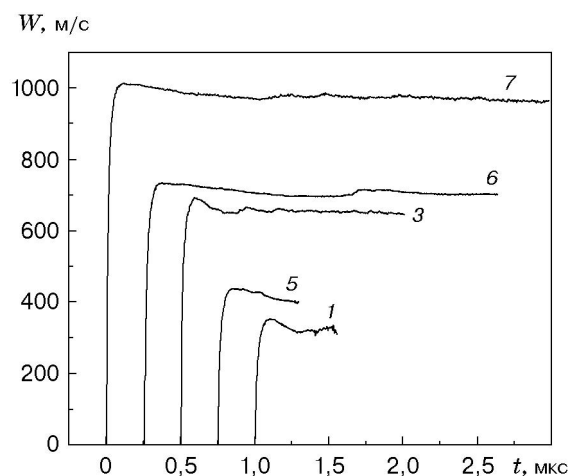


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость скорости свободной поверхности от времени в опытах с гексаном

Гексан. В опытах использовался гексан C_6H_{14} с плотностью $\rho_0 = 0,66 \text{ г/см}^3$ при начальной температуре 292 К (скорость звука $c_0 = 1,083 \text{ км/с}$). Результаты экспериментов представлены на рис. 2, 3 (номера кривых соответствуют номерам опытов в таблице).

Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости поверхности до значения W_0 , равного удвоенной массовой скорости в ударной волне. Внутри гексана распространяется центрированная волна разрежения, которая, взаимодействуя с падающей волной разгрузки, вызывает внутренний разрыв — откол. В процессе разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю, формируя волну сжатия, которая выходит на свободную поверхность в виде откольного импульса. Отмеченные особенности наблюдаются на профилях скорости, приведенных на рис. 2, 3. В опытах 2, 4 измерены массовые скорости в падающих импульсах сжатия, а в опытах 1, 3 — скорости свободной поверхности. Из сопоставления профилей 2 и 1, а также 3 и 4 следует, что правило удвоения скорости выполняется с высокой точностью. Это означает отсутствие кавитации на границе фольга — гексан, которая привела бы к уменьшению сцепления фольги с гексаном и как следствие к менее резкому уменьшению скорости сразу после выхода ударной волны на свободную поверхность.

Измерения параметров падающего импульса позволяют определить влияние кинетики разрушения на разгрузку. Например, на рис. 2 в фазе уменьшения скорости свободной поверхности (кривая 3) приблизительно через 0,18 мкс после выхода ударной волны фиксируется излом. Такая особенность обусловлена либо формой исходного импульса, либо кавитацией. Из сопоставления кривых 3 и 4 следует, что в данном случае излом существует и на кривой 4, т. е. не вызван кинетикой роста пор.

Откольная прочность P_s , характеризующая максимальные растягивающие напряжения в образце, определялась по минимальной скорости W_{\min} , которая достигается перед откольным импульсом [4]: $P_s = 0,5\rho_0 c_0 \Delta W$, где $\Delta W = W_0 - W_{\min}$.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости скорости свободной поверхности гексана от времени при изменении амплитуды импульса сжатия в диапазоне 162 ÷ 719 МПа

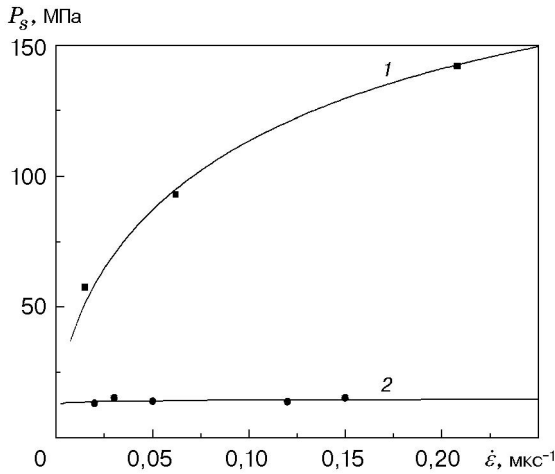


Рис. 4

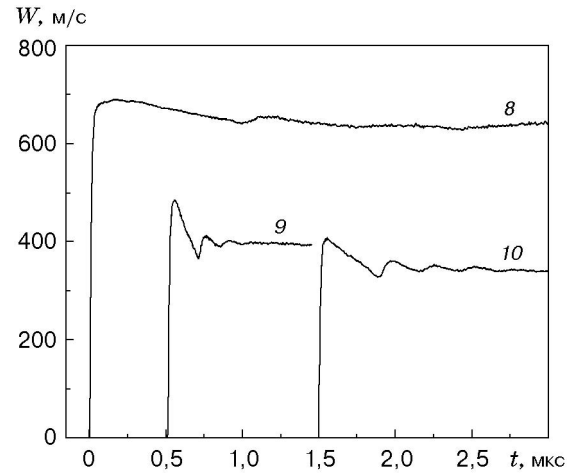


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость прочности от скорости деформирования для гексана и глицерина: точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета; 1 — глицерин, 2 — гексан

Рис. 5. Зависимость скорости свободной поверхности от времени в опытах с глицерином

и скорости деформирования в разгрузочной части импульса $\dot{\epsilon} = (dW/dt)/(2c_0) = 2 \cdot 10^4 \div 1,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Значения максимального давления P_0 , приведенные в таблице, рассчитывались по ударной адиабате $D = 1,083 + 2,23u - 0,197u^2$ [11], где скорость ударной волны D и массовая скорость u выражены в километрах в секунду. Значения прочности приведены в таблице. На рис. 4 представлена зависимость $P_s(\dot{\epsilon})$. Видно, что значения P_s практически постоянны во всем исследуемом диапазоне скоростей деформирования. Растягивающие напряжения в опыте 5 могут несколько превышать 14 МПа, поскольку зарегистрированный минимум скорости обусловлен выходом на свободную поверхность не откольного импульса, а второй ударной волны, сформировавшейся в результате соударения с гексаном массивного стального ослабителя, движущегося за ударником.

Глицерин. В опытах использовался глицерин $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$ плотностью $1,26 \text{ г/см}^3$ при температуре 292 К (скорость звука $1,895 \text{ км/с}$). Результаты экспериментов приведены на рис. 4, 5 (номера кривых на рис. 5 соответствуют номерам опытов в таблице). Амплитуда импульса сжатия изменялась менее чем в два раза, а скорость деформирования — с $1,5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. При расчетах давления использовалась ударная адиабата $D = 1,895 + 3,05u - 0,97u^2$ ($u < 1 \text{ км/с}$), аппроксимирующая данные [12]. Профили скорости свободной поверхности гексана и глицерина качественно согласуются, но для глицерина более четко выражены как откольный импульс, так и последующие колебания скорости, обусловленные циркуляцией волн между поверхностью образца и областью разрушения. Вероятно, это обусловлено более резкими границами зоны кавитации в глицерине. Представляет интерес сравнение полученных профилей скорости с аналогичными профилями для воды [9], на которых наблюдался крутой (с характерным временем около 30 нс) фронт откольного импульса. При этом его амплитуда практически совпадала с максимумом скорости. Поскольку крутизна откольного импульса определяется скоростью роста пор [13], развитие кавитации в гексане и глицерине происходит значительно медленнее, чем в воде.

Значение откольной прочности глицерина почти на порядок больше значения откольной прочности гексана, при этом для гексана сильно выражена зависимость $P_s(\dot{\epsilon})$, чего не наблюдается ни для гексана, ни для воды. Отметим также, что откольная прочность

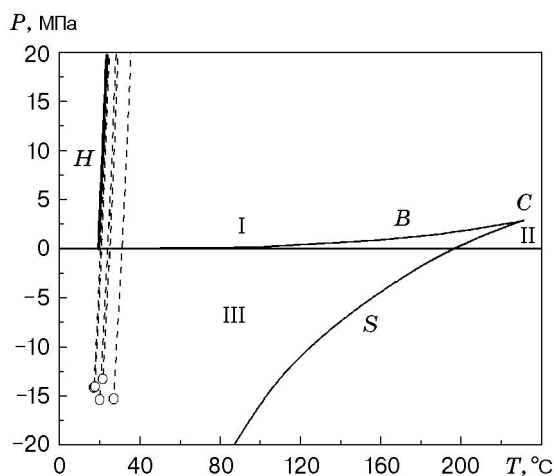


Рис. 6. Фазовая плоскость в координатах P – T для гексана в области метастабильности:

H — ударная адиабата, B — бинадаль, S — спи-
нодаль, C — критическая точка, штриховые ли-
нии — изэнтропы, точки — экспериментальные
данные; I — жидкость, II — пар, III — область
метастабильного состояния

глицерина при скорости деформирования порядка 10^5 с^{-1} составляет примерно 100 МПа, что совпадает с результатами работы [6]. Это совпадение в данном случае не является очевидным, поскольку авторами [6] импульс сжатия создавался в результате воздействия электронного пучка на конденсированную мишень. При этом исходный профиль давления состоял из импульса сжатия и следующего за ним импульса растяжения, в котором амплитуда отрицательных давлений может быть равна амплитуде ударной волны. Поэтому к моменту прихода волны разгрузки со свободной поверхности в плоскость откола вещество здесь уже находится при отрицательном давлении. Тем не менее откольная прочность при этом изменяется незначительно.

Обсуждение результатов экспериментов. При отрицательных давлениях, возникающих в случае импульсного растяжения, жидкость попадает в область метастабильного состояния (рис. 6), время существования которого определяется как чистотой самой жидкости, так и условиями растяжения. На рис. 6 приведена фазовая плоскость для гексана в двухфазной области жидкость — пар. Жидкостная спиnodаль S и кривая фазового равновесия (бинадаль B), построенные по данным работы [3], являются границами области метастабильности.

В проведенных экспериментах гексан сжимался вдоль ударной адиабаты H до максимального давления P_0 , указанного в таблице, а затем изэнтропически разгружался до состояний, показанных на рис. 6 точками. При расчете ударной адиабаты и изэнтроп использовалась зависимость скорости звука от температуры и давления [14]. Разрушение метастабильного состояния происходит в результате роста пор, как стабильно существующих в жидкости, так и порождаемых тепловыми флуктуациями. В работе [9] показано, что существующие в жидкости поры не оказывают влияния на инициирование процесса кавитации и экспериментально обнаруженная слабая зависимость P_s от скорости деформирования $\dot{\epsilon}$ для воды объясняется процессом гомогенного зародышеобразования.

Исследуем влияние гомогенного зародышеобразования на увеличение пористости при отколе. Согласно термодинамической теории флуктуаций [1] скорость J образования пор критического радиуса $R_c = 2\sigma/P_s$ (σ — коэффициент поверхностного натяжения) в единице объема описывается кинетическим уравнением. В общем виде решить его не удастся, поэтому, как правило, рассматриваются стационарные решения

$$J_0 = N_0 \frac{\sigma}{\eta} \sqrt{\frac{\sigma}{kT}} \exp\left(-\frac{16\pi\sigma^3}{3P_s^2 kT}\right), \quad (1)$$

где N_0 — число молекул в единице объема жидкости; η — вязкость, T — температура; k — постоянная Больцмана. Исследование влияния кинетики роста пор на динамику волновых

взаимодействий при отколе показывает [15], что минимум на профиле скорости свободной поверхности формируется, когда скорость роста пор, пропорциональная $R_c^3 J_0$ [9], превышает критическое значение, зависящее от скорости деформирования в разгрузочной части импульса: $R_c^3 J_0 = \gamma \dot{\epsilon}$, где $\gamma \approx 1$.

Предполагая, что именно процесс зародышеобразования, а не вязкий рост пор в основном обуславливает увеличение пористости, можно определить характер зависимости откольной прочности от скорости деформирования [15]:

$$P_s \approx A / \sqrt{\ln(B/\dot{\epsilon})}. \quad (2)$$

Здесь A , B — константы, зависящие от температуры как явно, так и через вязкость и коэффициент поверхностного натяжения. Оценка B дает значение порядка 10^{13} с^{-1} . На рис. 4 зависимость (2), построенная при $A = 85 \text{ МПа}$ и $B = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, показана линией 2, которая хорошо описывает экспериментальные данные для гексана. Этот результат позволяет предположить, что развитие кавитации в глицерине, для которого характерна сильная зависимость P_s от $\dot{\epsilon}$, не может быть описано в рамках гомогенной теории зародышеобразования. Однако в действительности это означает, что, во-первых, стационарное решение в данном случае может быть неприменимо для интерпретации экспериментальных данных, и, во-вторых, необходимо учитывать влияние скорости деформирования на вязкость глицерина. Рассмотрим нестационарную эволюцию потока зародышей в приближении, предложенном Я. Б. Зельдовичем [1]:

$$J = J_0 \exp(-\tau/t). \quad (3)$$

Здесь τ — время релаксации, необходимое для установления стационарного распределения зародышей. Согласно оценкам [3] время релаксации для гексана составляет порядка 1 нс, что много меньше характерного времени растяжения в проведенных экспериментах. В этом случае применимо стационарное решение для частоты гомогенного зародышеобразования (1).

Время релаксации глицерина является экспоненциальной функцией температуры и при $T = 292 \text{ К}$ составляет порядка 1 мкс [6], что сопоставимо с характерным временем растяжения в экспериментах. Поэтому именно соотношение (3) следует использовать для определения зависимости $P_s(\dot{\epsilon})$. Тогда, полагая $R_c^3 J \sim \dot{\epsilon}$ и $t \sim 1/\dot{\epsilon}$, получим

$$P_s = A / \sqrt{\ln(B \exp(-\alpha \dot{\epsilon})/\dot{\epsilon})}, \quad (4)$$

где константы A и B имеют тот же смысл, что и в формуле (2); $\alpha \sim \tau$. Кроме того, сильная зависимость вязкости глицерина от температуры в окрестности точки замерзания ($T = 291 \text{ К}$) [6] позволяет предположить справедливость принципа температурно-временной суперпозиции, согласно которому изменение вязких свойств веществ при уменьшении времени воздействия такое же, как и при снижении температуры. Поэтому для оценки влияния скорости деформирования на вязкость при временах, сопоставимых с τ , примем простейший закон релаксации $\dot{\eta} \sim -\eta/\tau$. Тогда $\eta \sim \exp(-t/\tau) \sim \exp(-1/(\dot{\epsilon}\tau))$, т. е. увеличение скорости деформирования, как и снижение температуры, ведет к резкому увеличению вязкости. Поскольку константа $B \sim 1/\eta \sim \exp(1/(\dot{\epsilon}\tau))$, то соотношение (4) можно представить в виде

$$P_s = A / \sqrt{\ln(B \exp(-\alpha \dot{\epsilon} + \beta/\dot{\epsilon})/\dot{\epsilon})}, \quad (5)$$

где $\beta \sim 1/\tau$ — константа.

Анализ соотношения (5) показывает, что в интересующем нас диапазоне $\dot{\epsilon}$ практически отсутствует влияние константы α на P_s и, следовательно, нестационарность эволюции потока зародышей не определяет характер зависимости $P_s(\dot{\epsilon})$. В то же время влияние константы β оказывается существенным. На рис. 4 приведена зависимость (5) при

$A = 970$ МПа, $B = 10^{15}$ с⁻¹, $\beta = 5$ мкс, $\alpha = 0$, которая хорошо описывает экспериментальные данные для глицерина.

Таким образом, модель гомогенного зародышеобразования объясняет экспериментально обнаруженное различие зависимостей прочности гексана и глицерина от скорости деформирования. При этом в исследованном диапазоне $\dot{\epsilon}$ для обеих жидкостей можно использовать стационарное решение для скорости образования пор, но для глицерина принципиальным является учет зависимости вязкости от скорости деформирования. Это обусловлено тем, что начальная температура глицерина совпадает с точкой замерзания, в окрестности которой ярко выражены релаксационные свойства среды, причем время релаксации сопоставимо с характерным временем растяжения в проведенных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зельдович Я. Б.** К теории образования новой фазы. Кавитация // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1942. Т. 12, вып. 11/12. С. 525–538.
2. **Корнфельд М.** Упругость и прочность жидкостей. М.; Л.: Гостехтеоретиздат, 1951.
3. **Скрипов В. П.** Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
4. **Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортвов В. Е.** Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
5. **Erlich D. C., Wooten D. C., Crewdson R. C.** Dynamic tensile failure of glycerol // J. Appl. Phys. 1971. V. 42, N 13. P. 5495–5502.
6. **Carlson G. A., Levine H. S.** Dynamic tensile strength of glycerol // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 4. P. 1594–1601.
7. **Marston P. L., Urgen B. T.** Rapid cavitation induced by the reflection of shock waves // Proc. of the conf. on the Amer. Phys. Soc. on shock waves in condensed matter, Spokane, Washington, USA, 22–25 July, 1985. N. Y.: Plenum Press, 1986. P. 401–405.
8. **Дремин А. Н., Канель Г. И., Колдунов С. А.** Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе // Горение и взрыв: Материалы III Всесоюз. симп. по горению и взрыву, Ленинград, 5–10 июля 1972 г. М.: Наука, 1972. С. 569–574.
9. **Богач А. А., Уткин А. В.** Прочность воды при импульсном растяжении // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 4. С. 198–205.
10. **Carlson G. A.** Dynamic tensile strength of mercury // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 9. P. 4069, 4070.
11. **Walsh J. M., Rice M. H.** Dynamic of liquids from measurements on strong shock waves // J. Chem. Phys. 1957. V. 26, N 4. P. 321–337.
12. **Dick R. D.** Shock compression data for liquids. 3. Substituted methane compounds, ethylene glycol, glycerol, and ammonia // J. Chem. Phys. 1981. V. 74, N 7. P. 4053–4061.
13. **Уткин А. В.** Влияние начальной скорости разрушения на формирование откольного импульса // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 4. С. 140–146.
14. **Хасаншин Т. С., Щемелев А. П.** Скорость звука в жидких *n*-алканах // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39, № 1. С. 64–71.
15. **Уткин А. В.** Определение констант кинетики откольного разрушения материалов на основе экспериментальных данных // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 6. С. 157–166.

*Поступила в редакцию 5/XII 2001 г.,
в окончательном варианте — 19/VII 2002 г.*