

# ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ВОДЫ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАМЕРЗАНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

*В. А. Сосиков\*, А. В. Уткин, В. Е. Фортков*

*Институт проблем химической физики Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 19 марта 2007 г.

Проведены эксперименты по исследованию импульсного растяжения воды при начальной температуре  $0.7^\circ\text{C}$ , реализующегося при взаимодействии треугольного импульса сжатия со свободной поверхностью жидкости. Выявлена резкая зависимость величины отрицательных давлений, меняющихся в диапазоне 20–50 МПа, от скорости деформирования, варьировавшейся в экспериментах от  $1.8 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$  до  $5.2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ . Показано, что в экспериментах реализуются состояния, соответствующие области двойной метастабильности.

PACS: 62.10.+s, 62.50.Ef, 64.60.Mu

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Явление кавитации — предмет исследования во многих областях науки и техники. Изучение особенностей кавитации жидкости имеет большое значение для усовершенствования гидравлических машин, турбин, судовых гребных винтов и прочих механизмов, работающих в жидкой среде с большими скоростями. Одной из возможных причин проявления кавитации в жидкости является возникновение растягивающих напряжений. Согласно теоретическим представлениям, жидкости могут выдерживать растягивающие напряжения, достигающие 0.1–1 ГПа [1–3]. При этом предполагается, что нарушение сплошности вещества происходит в результате возникновения пор по механизму гомогенного зародышеобразования. В то же время на практике в условиях статических испытаний в большинстве случаев наблюдаются значительно меньшие величины [4], что объясняется наличием в реальных жидкостях гетерогенных очагов, на которых инициируется рост пор.

В табл. 1 приведены максимальные величины отрицательных давлений  $P_s$ , полученные разными методами в экспериментах по растяжению воды. Видно, что  $P_s$  в среднем составляет около 20 МПа. Сле-

**Таблица 1.** Величины отрицательных давлений, достигнутые в экспериментах с водой различными способами

Метод	Ссылка	$T, ^\circ\text{C}$	$P_s, \text{МПа}$
Трубки Берглю	[5]	40	16
Трубки Берглю	[6]	53	18.5
Центрифуга	[7]	10	27.7
Ударные волны	[8]	25	40
Акустические волны	[9]	30	21
Инкалюзии	[10]	40–47	140

дует отметить, что результаты, полученные при изучении инкалюзий жидкости в кристаллы [10], существенно отличаются от значений, полученных другими экспериментальными методами. Одной из причин этого может быть то обстоятельство, что величина отрицательного давления не является непосредственно измеряемой величиной, а находится из расчета с использованием уравнения состояния воды и кривой фазового равновесия жидкость–пар. При этом не учитывается тот факт, что полости внутри кварца имеют характерный размер милли-

\*E-mail: vaso@icp.ac.ru

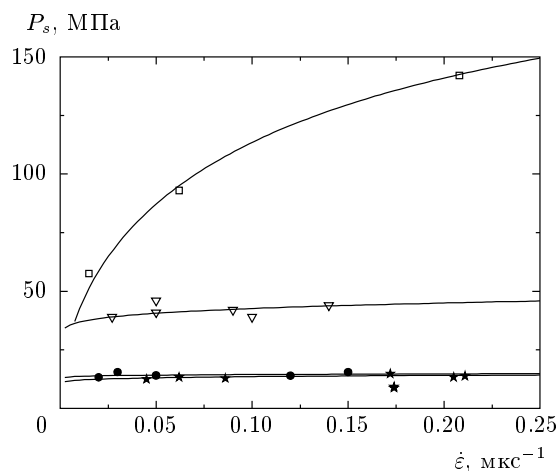


Рис. 1. Зависимость прочности от скорости деформирования для гексана (●), глицерина (□), этилового спирта (★) и воды при  $T = 20^\circ\text{C}$  (▽)

метр и менее, а размер газового пузыря, особенно при его исчезновении может быть порядка микрона. В этих условиях кривизна поверхности может существенно изменять положение кривой фазового равновесия [4], что должно заметно повлиять на результаты расчета отрицательных давлений.

Приблизиться к условиям разрыва жидкостей при гомогенном зародышеобразовании можно, используя динамическое растяжение. В данной работе для этой цели применяется метод анализа откольных явлений при отражении ударной волны от свободной поверхности исследуемого вещества [11]. Суть метода заключается в следующем: ударная волна отражается от свободной поверхности жидкости в виде волны разрежения, взаимодействие которой с падающей волной приводит к возникновению растягивающих напряжений, которые вызывают внутренний разрыв (откол). Преимущества данного метода относительно статических исследований состоят в том, что разрушение, в связи с короткой (около 1 мкс) длительностью импульсов воздействия, является объемным (исключается влияние границ) и происходит в тонком слое вещества, что значительно уменьшает количество 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.

Необходимо отметить, что количество работ, в которых анализируется влияние скорости деформирования и температуры на прочность жидкости,

крайне ограничено, тогда как данная зависимость позволяет получить дополнительную информацию о кинетике зарождения и роста пор. Это подтверждают проведенные нами ранее эксперименты с различными жидкостями при температуре  $20^\circ\text{C}$ . Так например, отрицательные давления (откольные прочностности), достигаемые в процессе ударно-волнового эксперимента для воды [8], гексана и этилового спирта [12, 13], крайне слабо зависят от скорости деформирования  $\dot{\epsilon}$  (см. рис. 1). Полученный результат находит объяснение в рамках теории гомогенного зародышеобразования, согласно которой зависимость  $P_s$  от  $\dot{\epsilon}$  имеет вид

$$P_s \approx A/\sqrt{\ln(B/\dot{\epsilon})}, \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  — константы, зависящие от температуры как явно, так и через вязкость и коэффициент поверхностного натяжения. На рис. 1 зависимости (1), построенные при  $A = 85$  МПа и  $B = 10^{13}$  с $^{-1}$  для гексана, при  $A = 41$  МПа и  $B = 10^{11}$  с $^{-1}$  для этилового спирта, при  $A = 110$  МПа,  $B = 10^{16}$  с $^{-1}$  и  $T = 20^\circ\text{C}$  для воды, показаны сплошными линиями, которые, как видно, хорошо описывают экспериментальные данные.

В то же время, например, в глицерине [12] при аналогичных условиях проведения опытов ярко выражена зависимость растягивающих напряжений от скорости деформирования (см. рис. 1). Здесь же наблюдается сильная зависимость прочности глицерина от температуры [14]. Этот результат, казалось бы, дает основание предположить, что развитие кавитации в глицерине, где наблюдается сильная зависимость  $P_s$  от  $\dot{\epsilon}$ , не может быть описано в рамках гомогенной теории зародышеобразования. Однако в действительности это лишь означает, что, во-первых, стационарное решение вида (1) в данном случае может быть не пригодно для интерпретации экспериментальных данных, и, во-вторых, необходимо учитывать проявление релаксационных свойств среды в окрестности точки замерзания, равной для глицерина  $20^\circ\text{C}$ . Последнее приводит, в частности, к зависимости вязкости глицерина  $\eta$  от скорости деформирования, что в случае простейшего закона релаксации  $\dot{\eta} \sim -\eta/\tau$ , где  $\tau$  — характерное время релаксации, даст следующую зависимость прочности от скорости деформирования [12]:

$$P_s = A/\sqrt{\ln(B \exp(-\alpha\dot{\epsilon} + \beta/\dot{\epsilon})/\dot{\epsilon})}, \quad (2)$$

где  $\alpha \sim \tau$ ,  $\beta \sim 1/\tau$ .

Анализ соотношения (2) показывает, что в интересующем нас диапазоне изменения  $\dot{\epsilon}$  практически

отсутствует влияние константы  $\alpha$  на  $P_s$  и, следовательно, нестационарность эволюции потока зародышей не определяет характер зависимости  $P_s(\dot{\epsilon})$ . В то же время, влияние константы  $\beta$  оказывается существенным. На рис. 1 приведена зависимость (2) при  $A = 970$  МПа,  $B = 10^{15}$  с<sup>-1</sup>,  $\beta = 5$  мкс<sup>-1</sup> и  $\alpha = 0$ , которая хорошо описывает экспериментальные данные для глицерина.

Можно ожидать, что в окрестности температуры замерзания скорость деформирования будет оказывать заметное влияние на прочность других жидкостей. В данной работе для проверки этого предположения проведены эксперименты с водой при начальной температуре 0.7°C. Необходимо отметить, что жидкости вблизи температуры плавления практически не исследованы, тогда как именно в ее окрестности наиболее ярко проявляются влияющие на кинетику разрушения релаксационные свойства среды.

**2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Ударные волны в веществе могут создаваться различными способами, наиболее дешевы и просты в применении генераторы ударных волн, принцип работы которых заключается в инициировании детонации заряда взрывчатого вещества на поверхности образца. Форма ударной волны зависит от способа ее инициирования. Среди плоскочастотных генераторов ударных волн наибольшее распространение получили конические взрывные линзы [11], основанные на трансформации расходящейся от места инициирования сферической детонационной волны в плоскую за счет использования внутреннего конического вклада из инертного материала (парафина).

В данной работе для регистрации скорости свободной поверхности образцов использовался оптически симметричный двулучевой лазерный интерферометр «VISAR» (Velocity Interferometric System for Any Reflection). Принцип его работы основан на эффекте Доплера: изменение длины волны отраженного света определяется скоростью движения отражающей поверхности. Для определения изменения длины волны использовался метод электронной фиксации интерференционных биений (схема и принцип работы приведены, например, в работе [11]).

Схема эксперимента показана на рис. 2. Плоскочастотный генератор 1 создавал в ослабителе 2 ударную волну с амплитудой около 4 ГПа, которая разгоняла ударник 4. Ударник после соударения с плексигласовым дном кюветы 5 генерировал импульсы сжатия в исследуемой жидкости 6, кювета с которой

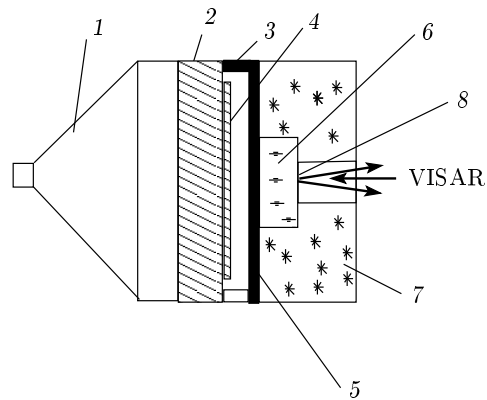


Рис. 2. Схема сборки для проведения экспериментов с водой при низкой температуре: 1 — плоскочастотный генератор, 2 — ослабитель, 3 — база полета ударника, 4 — ударник, 5 — плексигласовый экран, 6 — исследуемая жидкость, 7 — емкость со смесью воды и льда для поддержания низкой температуры, 8 — алюминиевая фольга

Таблица 2

Номер эксперимента	1	2	3	4	5
База полета	2 мм	2 мм	4 мм	2 мм	2 мм
Ударник	0.2 мм	0.2 мм	0.2 мм	0.4 мм	0.4 мм
Образец	8 мм	8 мм	8 мм	8 мм	8 мм

помещалась в сосуд, заполненный смесью вода+лед 7. Вода, находящаяся в кювете, не смешивалась с охлаждающей смесью. Лазерный луч отражался от алюминиевой фольги 8, отделяющей жидкость от воздуха, или находящейся на границе с окном из исследуемой жидкости (данный вид сборки применялся, если измерялась не откольная прочность, а распределение параметров за ударной волной). Условия нагружения варьировались путем изменения толщины ударника, базы полета 3, толщины слоя жидкости 6, параметров плоскочастотного генератора. Диаметры ударников и образцов были намного больше их толщин, что обеспечивало одномерность течения в процессе всего времени регистрации скорости. Перед началом система выдерживалась в течение часа для стабилизации температуры внутри кюветы, которая к моменту проведения эксперимента составляла 0.7°C.

Параметры сборок представлены в табл. 2. Типичные профили скорости свободной поверх-

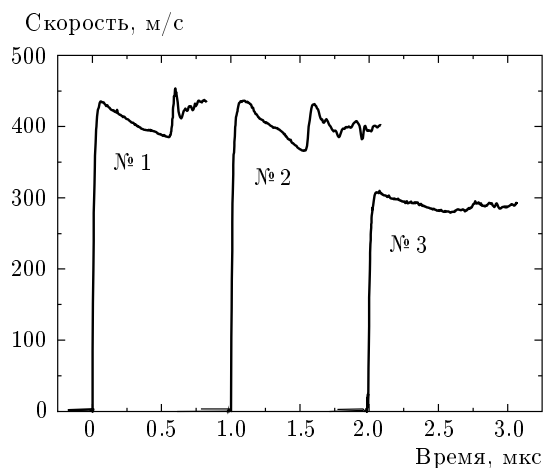


Рис. 3. Профили скорости свободной поверхности воды при низкой температуре  $T = 0.7^\circ\text{C}$

ности показаны на рис. 3. Цифры у кривых соответствуют номеру эксперимента. Профили скоростей произвольно сдвинуты по оси  $t$ , так как момент времени начала отсчета не имеет значения.

Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости поверхности до величины  $W_0$ , равной удвоенной массовой скорости в ударной волне. Внутри исследуемого образца воды распространяется центрированная волна разрежения, взаимодействие которой с падающей волной разрежения, движущейся по направлению к свободной поверхности за ударной волной, приводит к внутреннему разрыву — отколу. В процессе разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю, формируя волну сжатия, которая выходит на свободную поверхность в виде откольного импульса. Более подробно волновые взаимодействия объясняются, например, в работе [11]. Анализ профиля скорости позволяет без дополнительных предположений найти величину растягивающих напряжений, действовавших в образце в момент начала разрушения. С этой целью непосредственно из профиля скорости свободной поверхности  $W(t)$  можно вычислить величины максимальной скорости  $W_0$  и скорости свободной поверхности перед выходом на нее фронта откольного импульса  $W_m$ . Величина растягивающих напряжений в плоскости откола определяется в акустическом приближении как [11]

$$P_s = \rho_0 c_0 (W_0 - W_m) / 2, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  — начальная плотность жидкости,  $c_0$  — начальная скорость звука в жидкости.

Скорость деформирования определялась по формуле

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{2c_0} \left| \frac{dW}{dt} \right|, \quad (4)$$

где значение производной скорости свободной поверхности по времени берется на участке профиля перед откольным импульсом.

Отметим, что регистрируется очень крутой фронт (с характерным временем откольного импульса около 30 нс) откольного импульса, причем его крутизна определяется скоростью роста пор [15]. Расчеты показывают [11], что скорость роста пор составляет порядка  $5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ , что, как минимум, на два порядка превышает скорость деформирования, достигаемую в экспериментах. Интерес представляет также тот факт, что скорость свободной поверхности, соответствующая амплитудному значению откольного импульса, практически совпадает с максимумом скорости. Более того, в опыте №1 она, хотя и незначительно, но превышает скачок скорости в падающей ударной волне на величину, выходящую за пределы экспериментальной погрешности. Возможно, это связано с кинетикой схлопывания пор после релаксации давлений в области разрушения в плоскости откола. Этот процесс сопровождается формированием импульсов сжатия, которые догоняют откольный импульс и вызывают осцилляции скорости на его фронте. В частности, это может увеличить амплитуду откольного импульса до величины, превышающей максимум скорости в исходном импульсе. Аналогичные особенности при импульсном растяжении воды наблюдались и при комнатной температуре [8].

До момента выхода откольного импульса на свободную поверхность профиль скорости отражает форму распространяющегося внутрь жидкости импульса сжатия. Это демонстрирует рис. 4, на котором приведено сопоставление параметров падающего импульса и профиля скорости свободной поверхности. Профиль формы падающего импульса был получен в эксперименте по схеме, аналогичной изображенной на рис. 2, только алюминиевая фольга помещалась внутрь исследуемой жидкости. Видно, что до момента выхода откольного импульса на свободную поверхность профиль скорости свободной поверхности точно отражает форму падающего импульса. В частности, это означает, что алюминиевая фольга не отлетает от поверхности воды и не искажает профиль скорости. Кроме того, амплитуда скорости увеличивается в 2 раза при выходе на свободную поверхность, т. е. правило удвоения скорости выполняется с хорошей точностью.

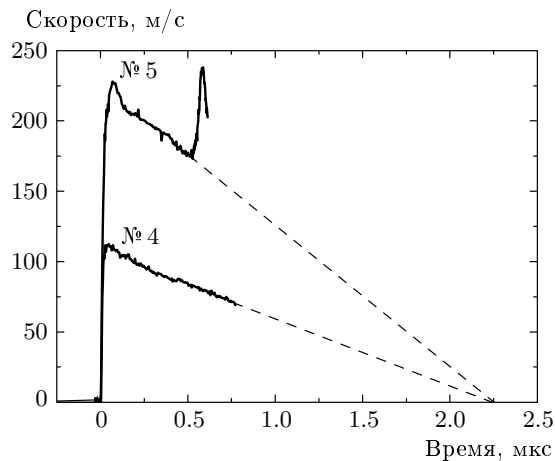


Рис. 4. Сопоставление параметров скорости, соответствующих падающему импульсу, и профиля скорости свободной поверхности для воды при  $T = 0.7^\circ\text{C}$

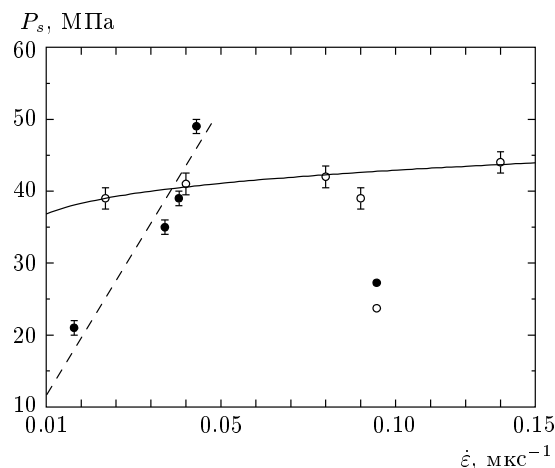


Рис. 5. Зависимость максимальных отрицательных давлений от скорости деформирования для воды при  $T = 0.7^\circ\text{C}$  (●) и  $T = 19^\circ\text{C}$  (○)

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На основании обработки измеренных профилей скорости получена зависимость величины откольной прочности от скорости деформирования. На рис. 5 просуммированы результаты всех экспериментов, темными точками нанесены данные, полученные в экспериментах с водой при начальной температуре  $0.7^\circ\text{C}$ . На графике нанесены погрешности отдельных опытов, однако необходимо учитывать, что воспроизводимость ударно-волновых экспериментов обычно составляет порядка 10%, что видно на рисунке. Растягивающие напряжения в опытах возрас-

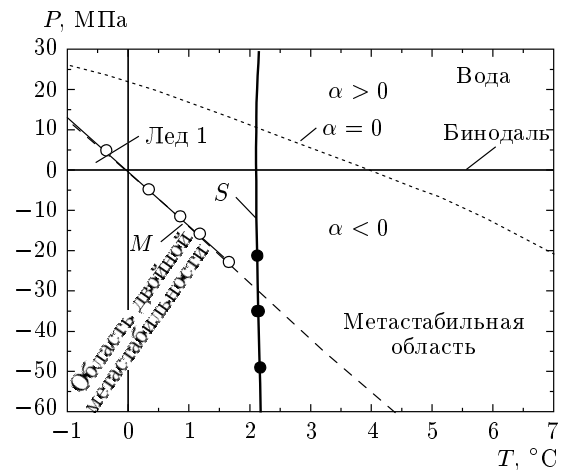


Рис. 6. Фазовая плоскость воды в окрестности нулевой температуры

тают от 20 до 50 МПа при изменении скорости деформирования от  $1.8 \cdot 10^4$  до  $5.2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ , см. рис. 5. Кроме того, на данном рисунке светлыми точками представлены результаты работы [8] по изучению откольной прочности воды при начальной температуре около  $20^\circ\text{C}$ . Из сравнения этих двух кривых видно, что для воды при температуре  $0.7^\circ\text{C}$  зависимость величины откольной прочности от скорости деформирования гораздо более резкая, чем для воды при  $20^\circ\text{C}$ . Вид зависимости для воды при температуре  $0.7^\circ\text{C}$  не может быть описан формулой (1), которая хорошо аппроксимирует поведение воды при  $20^\circ\text{C}$ . Более того, выполненные оценки показали, что для воды в окрестности нулевой температуры не удастся описать экспериментальные данные  $P_s(\dot{\epsilon})$  и формулой (2), дающей более резкую зависимость величины откольной прочности от скорости деформирования. Для воды при температуре  $0.7^\circ\text{C}$  эта зависимость более сильная, поэтому, вероятно, необходимо принимать во внимание влияние  $\dot{\epsilon}$  не только на вязкость, но и на коэффициент поверхностного натяжения. Скорость деформирования  $\dot{\epsilon}$  оказывает влияние на коэффициент поверхностного натяжения не непосредственно, как это имеет место с вязкостью, а вследствие того, что с увеличением  $\dot{\epsilon}$  увеличивается доля более мелких пор, а это, в свою очередь, ведет к увеличению коэффициента поверхностного натяжения.

Необычным является реализующееся в условиях импульсного растяжения состояние воды, что обусловлено ее аномальной сжимаемостью ниже  $T = 4^\circ\text{C}$  при нулевом давлении. Остановимся на этом подробнее.

На рис. 6 представлена фазовая плоскость воды в окрестности нулевой температуры. Светлые точки — экспериментальные данные по исследованию кривой плавления  $M$  «вода–лед 1» при отрицательных давлениях [16]. Штриховой линией обозначена экстраполяция кривой плавления. Пунктирная линия соответствует максимальной плотности при заданном давлении. Коэффициент объемного расширения  $\alpha = (\partial V/\partial T)_P/V$  определяет состояние жидкости: при  $\alpha > 0$  вода расширяется при нагревании, а при  $\alpha < 0$  — сжимается [17]. Для построения изэнтропы, вдоль которой изменяется состояние воды в процессе растяжения, необходимо определить положение точки, лежащей на адиабате и соответствующей максимальному давлению в воде, достигаемому в эксперименте. Затем вдоль изэнтропы  $S$  вода разгружалась до состояний, показанных на рис. 6 темными точками. Адиабата и изэнтропа рассчитывались по калорическому уравнению [18]. Кроме того, проводился расчет по уравнению Спида [19]:

$$1 - \frac{p}{\rho_s} = B \left( \frac{V_s}{V} - 1 \right)^2, \quad (5)$$

где  $\rho_s$ ,  $B$ ,  $V_s$  — таблично заданные функции температуры. Результаты расчета практически совпали с расчетами по калорическому уравнению, однако касательная к изэнтропе при нулевом давлении в случае уравнения Спида не вертикальна, что говорит о его недостаточной корректности. Остаточная температура составляет примерно  $1.5^\circ\text{C}$ .

Наиболее интересным является тот факт, что изэнтропы могут пересекать кривую плавления при отрицательном давлении. В результате состояния воды соответствуют области двойной метастабильности, когда она оказывается одновременно перегретой по отношению к пару и переохлажденной по отношению ко льду.

#### 4. ВЫВОДЫ

В работе проведены исследования особенностей кавитации воды вблизи температуры плавления. Выявлена резкая зависимость величины откольной прочности от скорости деформирования, что не наблюдалось вдали от точки фазового перехода. Это подтверждает высказанное выше предположение о том, что такой характер изменения прочности является общим и может быть, в частности, использован для оценки положения кривой плавления при отрицательных давлениях. Максимальное значение величины откольной прочности, достигнутое в экспериментах, превышает по своей величине отрицатель-

ные давления, получаемые большинством экспериментальных методов, кроме метода изучения инклюзий жидкости в кристаллы. Показано, что в опытах реализуется фазовое состояние воды, соответствующее области двойной метастабильности, что невозможно при статическом растяжении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **12**, 525 (1942).
2. J. C. Fisher, J. Appl. Phys. **19**, 1062 (1948).
3. М. Корнфельд, *Упругость и прочность жидкостей*, Гостехиздат, Москва–Ленинград (1951).
4. В. П. Скрипов, *Метастабильная жидкость*, Наука, Москва (1972).
5. S. J. Henderson and R. J. Speedy, J. Phys. Chem. **13**, 778 (1980).
6. K. Hiro, Y. Ohde, and Y. Tanzawa, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 592 (2003).
7. L. J. Briggs, J. Appl. Phys. **21**, 721 (1950).
8. А. А. Богач, А. В. Уткин, Прикладная механика и техническая физика **41**, 198 (2000).
9. M. Greenspan and C. E. Tschiegg, J. Res. Nat. Bur. Stand. C **71**, 299 (1967).
10. Q. Zheng, D. J. Durben, G. H. Wolf, and C. A. Angell, Science **254**, 829 (1991).
11. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортов, *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*, Янус-К, Москва (1996).
12. А. В. Уткин, В. А. Сосиков, А. А. Богач, ПМТФ **44**, 27 (2003).
13. А. В. Уткин, В. А. Сосиков, ПМТФ **46**, 29 (2005).
14. G. A. Carlson and H. S. Levine, J. Appl. Phys. **46**, 1594 (1975).
15. А. В. Уткин, ПМТФ **6**, 82 (1992).
16. S. J. Henderson, J. Phys. Chem. **91**, 3069 (1987).
17. Р. Ф. Трунин, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклетов, Г. В. Симаков, *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ*, РФЯЦ–ВНИИЭФ, Саров (2001).
18. *Физика взрыва*, под ред. Л. П. Орленко, Изд. 3-е, Физматлит, Москва (2002).
19. R. Speedy, J. Phys. Chem. **86**, 982 (1982).