

## ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА В ВОЛНАХ СЖАТИЯ И РАЗГРУЗКИ

С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: bordz@hydro.nsc.ru

Исследовано поведение политетрафторэтилена при его нагружении ударной волной и волной со сложной структурой, состоящей из ударного скачка, последующего нагружения и волны разрежения. Зарегистрирована структура фронта, состоящая из скачка до  $0,92 \div 0,95$  от равновесной амплитуды и зоны релаксации напряжения длительностью до 0,5 мкс. Измерения скоростей выделенных точек с постоянными уровнями напряжения на волновом фронте показали, что волна вторичного сжатия движется по ударно-сжатому полимеру в стационарном режиме. Фазовые траектории изменения состояния политетрафторэтилена в координатах датчиков на диаграмме «напряжение — удельный объем», полученные в результате лагранжева анализа профилей напряжения, показывают выраженный эффект гистерезиса при изменении направления нагружения образца. Оценка сдвигового напряжения по величине гистерезиса при напряжении 18,5 ГПа дала значение  $(0,6 \pm 0,3)$  ГПа, а при напряжении 32,5 ГПа —  $(0,3 \pm 0,15)$  ГПа.

Большинство исследований в области механической прочности при динамических нагрузках проведено с металлами [1], в то время как такой класс материалов, как полимеры, в частности пластики, недостаточно исследован при динамических давлениях в нескольких десятках гигапаскалей. Поведение полимеров в ударных волнах (УВ) имеет ряд особенностей по сравнению с кристаллическими телами из-за различий их внутренней структуры. Полимеры имеют более сложную многоуровневую внутреннюю структуру, а на микроуровне отличаются отсутствием дальнего порядка, характерного для кристаллического строения [2]. Поэтому теория деформации металлов при высоких динамических напряжениях, основанная на представлениях о движении дислокаций, не может быть использована для полимеров.

Прочностные свойства полимеров хорошо исследованы в диапазоне квазистатических давлений до 200 МПа при скоростях деформации до  $\approx 10^3 \text{ с}^{-1}$  [3], а механический отклик полимеров в однократных УВ регистрировался в диапазоне относительно низких динамических давлений — до 2,5 ГПа [4]. Эти исследования показали, что механика полимеров описывается в рамках модели нелинейного вязкоупругого тела с релаксацией напряжений [5].

Интерес к политетрафторэтилену (ПТФЭ, тефлон) вызван тем, что среди полимеров он отличается высокой термической стабильно-

стью и известен как один из лучших изоляторов при высоких динамических давлениях. Однако при этих давлениях в нем начинается структурная перестройка. При исследовании ампул сохранения с ПТФЭ, нагруженных до 50 ГПа, обнаружены продукты диссоциации: твердый углерод и газообразные фторуглероды [6]. Это не удивительно, так как температура, соответствующая давлению 30 ГПа, по разным оценкам составляет от  $10^3$  до  $2 \cdot 10^3$  К. По мнению авторов [7], процессы деструкции в полимере становятся преобладающими уже при  $p > 21$  ГПа. Эти данные позволяют предположить сложное поведение механических и физических параметров ПТФЭ в УВ в зависимости от диапазона давления и режима нагружения образца.

При ударном сжатии ПТФЭ обнаружен ряд физических эффектов, которые показывают, что за фронтом сильных УВ в полимерах существует зона с неравновесным состоянием, в которой происходит релаксация параметров, связанных с внутренней структурой образца. В этой зоне следует также ожидать изменения термодинамических параметров. Так, исследования электросопротивления ПТФЭ в ударных волнах интенсивностью до 56 ГПа показали, что за фронтом волны имеется зона релаксации, в которой удельное электрическое сопротивление плавно уменьшается до своего равновесного значения в течение 0,3 мкс [8]. В [9]

изучались оптические эффекты при динамическом нагружении тефлона. При выходе УВ на свободную поверхность тефлона наблюдалось неравновесное излучение в видимом диапазоне.

Цель данной работы — получение экспериментальной информации о динамическом поведении ПТФЭ при нагружении одиночной УВ, а также более сложным волновым профилем, состоящим из ударной волны, волны вторичного сжатия и последующей волны разрежения. По сравнению с ранее проведенными исследованиями диапазон давлений был увеличен до 33 ГПа.

В качестве основного метода исследования использовался лагранжев анализ волновых профилей [10], который позволял построить на плоскости «напряжение — удельный объем» фазовые траектории, описывающие состояние полимера при переходе через импульс напряжения. В случае, когда за УВ следует догрузочная волна с последующей разгрузкой, относительное расположение фазовых траекторий позволяет определить напряженное состояние за фронтом первой УВ. Этот самосогласованный метод впервые предложен в [11] для определения напряженного состояния в металлах за фронтом УВ и не требует дополнительных предположений о механических свойствах среды.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Опыты проводили в двух вариантах (рис. 1, *а, б*). В первой серии экспериментов образцы ПТФЭ нагружали одиночным импульсом напряжения с последующей разгрузкой.

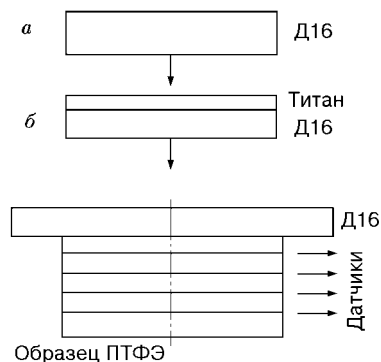


Рис. 1. Экспериментальная сборка для нагружения однократной УВ (*а*) и двойной волной (*б*)

Давление создавалось однородным ударником из дюралюминия Д16 диаметром 80 мм. Во второй серии опытов в образце создавался импульс, состоящий из двух последовательных скачков напряжения и разгрузки. В этом случае нагрузочный импульс генерировался при соударении двухслойной пластины, составленной из дюралюминия и титана, с экраном из дюралюминия толщиной 5 мм. Оба типа ударников разгонялись взрывным устройством, состоящим из генератора плоской волны и промежуточного заряда взрывчатого вещества (ВВ) диаметром 120 мм. Отношение массы ВВ к массе ударника оставалось постоянным в обоих вариантах опытов, поэтому амплитуды импульсов напряжения от сплошного ударника в первом варианте и от составного ударника во втором были близки. В каждом варианте нагружения опыты проводили при двух скоростях ударника, что позволило охватить диапазон напряжений от 10 до 33 ГПа. Параметры ударников, применяемых в работе, и параметры максимальных напряжений во фронте ударных скачков, рассчитанные в гидродинамическом приближении, приведены в табл. 1.

Образцы изготавливали из листового ПТФЭ толщиной  $\approx 2$  мм, плотностью  $2,18 \text{ г/см}^3$ . Пластины, из которых составляли образец, шлифовали. Отклонение пластин от плоскопараллельности  $\leq 0,1$  мм на диаметре 80 мм.

Для получения зависимостей продольного напряжения в образце от времени  $\sigma(t)$  использовали методику манганиновых датчиков, которые клеивали между пластинами ПТФЭ эпоксидным клеем. Резистивный элемент датчика — полоску толщиной 15 мкм, шириной 0,5 мм и длиной 5 мм — изготавливали из манганина марки МнМц 3-12 и присоединяли по четырехточечной схеме к токоподводам из

Таблица 1  
Параметры ударников и ударных волн в образце

Номер опыта	Ударник	$L$ , мм	$w$ , км/с	$\sigma_1$ , ГПа	$\sigma_2$ , ГПа
1	Д16	10	2,4	15	—
2	Д16	8	3,5	27	—
3	Д16 + Ti	5,1 + 3	2,4	15	18,5
4	Д16 + Ti	4,8 + 2	3,5	27	32,5

Примечание.  $L$ ,  $w$  — толщина и скорость ударника;  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  — максимальные напряжения в первой и второй волнах соответственно.

медной фольги толщиной 40 мкм. Начальное электросопротивление датчика  $R_0 \approx 0,3$  Ом. Суммарная толщина датчика вместе со слоем клея равнялась  $\approx 80$  мкм, и это обеспечивало временное разрешение датчика (оцененное как двойное время прохождения УВ по измерительному пакету)  $\approx 30$  нс.

Для данного типа датчика в рабочем диапазоне напряжений построена калибровочная зависимость в ударных волнах и волнах разгрузки. Чтобы построить калибровочную зависимость в ударных волнах, в одном опыте определяли продольное напряжение и изменение относительного электросопротивления манганинового датчика ( $\Delta R/R_0$ ). Напряжение рассчитывали по измеренной скорости свободной поверхности дюралюминия при выходе на нее УВ. При расчете использовали ударную адиабату дюралюминия в виде  $u_s = 5,355 + 1,345u_p$ , где  $u_s$  и  $u_p$  — ударная и массовая скорости соответственно, км/с;  $\rho = 2,78$  г/см<sup>3</sup> [12]. Скорость свободной поверхности измеряли с помощью пяти коаксиальных самозакорачивающихся зондов с калиброванным зазором между центральным проводом и закрывающим его медным колпачком. Ошибка измерений скорости составляла 1,5 %. Относительное изменение электросопротивления за фронтом УВ измеряли одновременно двумя манганиновыми датчиками, расположенными в одной плоскости образца. Точность электрических измерений составляла 5 %. В диапазоне напряжений  $22 \div 64,5$  ГПа полученная калибровочная зависимость описывается линейным соотношением

$$\sigma = 51,9(\Delta R/R_0) - 7,6 \text{ [ГПа]}, \quad (1)$$

которое совпадает с известной зависимостью [13] в нижней части диапазона и отклоняется от нее в верхней части диапазона на 4,5 %.

Калибровочную зависимость в волне разгрузки строили по методике [14], в которой измеряется гистерезис для электросопротивления датчика, подвергнутого ударному сжатию и последующей частичной разгрузке. Для этого в одном опыте при переходе УВ из дюралюминия в ПТФЭ регистрировали нагрузочные импульсы двумя датчиками. Первый размещали в дюралюминии на расстоянии 2 мм от границы раздела дюралюминий — ПТФЭ, второй — на границе раздела, и он регистрировал сигнал, соответствующий параметрам УВ в ПТФЭ. Разницу показаний этих двух датчиков

принимали за величину гистерезиса. При разгрузке из состояния с напряжением 38,8 ГПа до состояния с напряжением 25,4 ГПа значение гистерезиса составляло  $\approx 7$  %, а калибровочная зависимость при разгрузке из состояния 38,8 ГПа описывается соотношением

$$\sigma_r = 62,6(\Delta R/R_0) - 17,2 \text{ [ГПа]},$$

где  $\sigma_r$  — продольное напряжение при разгрузке.

Для регистрации сигналов манганиновых датчиков применяли быстродействующие аналого-цифровые преобразователи Ф-4226 и/или ФК-4224 с частотой дискретизации 20 и 40 МГц соответственно и осциллограф Tektronix 7633 с полосой пропускания 100 МГц. Система регистрации электрического сигнала позволяла подавать его либо непосредственно на регистрирующее устройство, либо через схему компенсации постоянной составляющей сигнала. В последнем случае временное разрешение увеличивалось до  $\approx 70$  нс.

## АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ

В исследуемом веществе в плоскостях с координатами  $h_i$  вдоль направления движения волны располагали датчики напряжения, которые двигались с массовой скоростью вещества. В каждом отдельном опыте записывали четыре профиля напряжения в направлении движения волны  $\sigma(h_i, t)$ . Для определения профилей удельного объема и массовой скорости вдоль траекторий датчиков численно интегрировали уравнения неразрывности и Эйлера, выраженные в лагранжевых координатах [10]:

$$u_2 = u_1 - \frac{1}{\rho_0} \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial h} \right)_t dt, \quad (2)$$

$$v_2 = v_1 + \frac{1}{\rho_0} \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{\partial u}{\partial h} \right)_t dt, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  — начальная плотность,  $u(h_i, t)$  — массовая скорость,  $v(h_i, t)$  — удельный объем,  $t_2 - t_1$  — интервал интегрирования,  $u_2, u_1, v_2, v_1$  — значения соответствующих величин на границах интервала интегрирования. В [10] для вычисления производных  $(\partial \sigma / \partial h)_t$

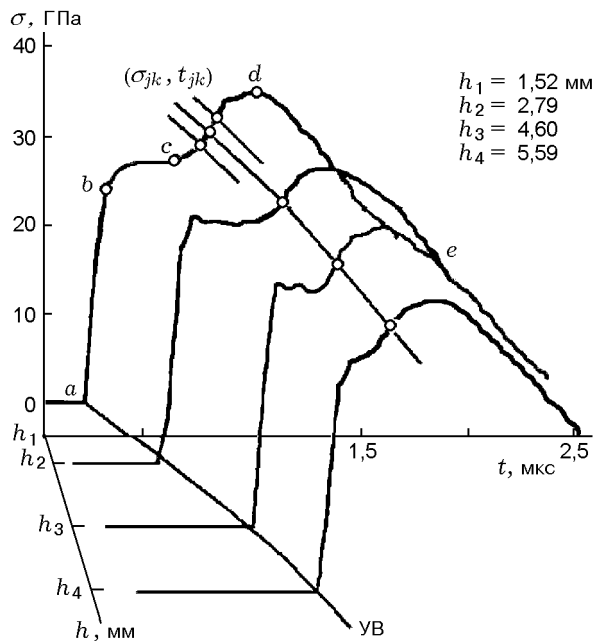


Рис. 2. Профили напряжения  $\sigma(h_i, t)$  при нагружении двумя волнами:

$h_i$  — координата  $i$ -го датчика; УВ — траектория ударной волны

и  $(\partial u / \partial h)_t$ , входящих в подынтегральные выражения, предложено использовать вспомогательные функции, которые определяются следующим образом. Каждую запись  $\sigma(h_i, t)$  разбивали на  $N$  приблизительно одинаковых интервалов по напряжению  $\Delta\sigma_{i,j} = \sigma_{i,j} - \sigma_{i,j-1} \approx 0,5$  ГПа, где  $i$  — номер датчика,  $j$  — номер интервала. Эта процедура определяла массив данных для расчета  $(\sigma_{i,j}, t_{i,j})$ . Номер интервала  $j$  рассматривался в дальнейшем как дополнительная координата. Массив экспериментальных данных использовался для построения вспомогательных функций  $\sigma_{i,j}(h)$  и  $t_{i,j}(h)$  при постоянных  $i$  и  $j$ , которые реконструировали поле продольных напряжений в области, охваченной датчиками, и позволяли рассчитать производную, входящую в подынтегральное выражение (2), из уравнения

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial h}\right)_t = \left(\frac{d\sigma}{dh}\right)_j - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right)_h \left(\frac{\partial t}{\partial h}\right)_j, \quad (4)$$

в котором производные  $(\partial \sigma / \partial h)_j$  и  $(\partial t / \partial h)_j$  вычислялись из вспомогательных функций  $\sigma_{i,j}(h)$  и  $t_{i,j}(h)$ , а  $(\partial \sigma / \partial t)_h$  — из профиля  $\sigma(h_i, t)$ . Профили массовой скорости, рассчитанные по соотношению (2), использовались на втором этапе вычислений для построения профилей

удельного объема по уравнению (3). На этом этапе вычислений проводилась реконструкция поля  $u(h_i, t)$ . Производную  $(\partial u / \partial h)_t$  рассчитывали из выражения, аналогичного (4), с заменой  $\sigma$  на  $u$ . Следует отметить, что метод [10] для расчета производной по выражению (4) имеет преимущества по сравнению с более простым методом построения  $(\sigma-v)$ -траекторий по профилю сигнала (см., например, [1]). В последнем случае проводится интегрирование уравнений Рэнкина — Гюгонио, записанных в дифференциальной форме, в предположении, что волны сжатия и разгрузки являются простыми центрированными волнами. Однако в среде с вязкостью существует фазовый сдвиг между профилем напряжения и профилем массовой скорости [15], что автоматически учитывает методика [10], так как поля напряжения и массовой скорости рассчитываются отдельно. При разбиении кривых  $\sigma(h_i, t)$  на интервалы выделяли характерные зоны на профилях. Так, на записях двукратного сжатия (рис. 2) выделены следующие зоны;  $ab$  — фронт ударной волны,  $bc$  — область релаксации напряжений;  $cd$  — фронт волны сжатия;  $de$  — волна разгрузки. Внутри каждой зоны выделяли  $10 \div 15$  интервалов при их общем количестве  $N = 80$ .

## ЭВОЛЮЦИЯ ПРОФИЛЕЙ

Профиль однократной волны, зарегистрированный на осциллографе с высоким амплитудно-временным разрешением, показан на рис. 3. На нем виден скачок до промежуточного значения, составляющего 0,92 от максимальной амплитуды, за которым напряжение быстро увеличивается до уровня 0,99 за время

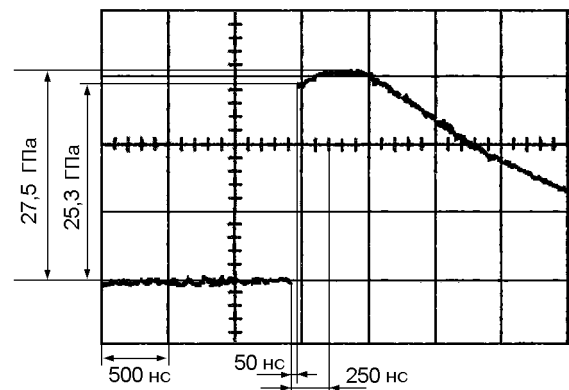


Рис. 3. Осциллограмма профиля однократной УВ в ПТФЭ

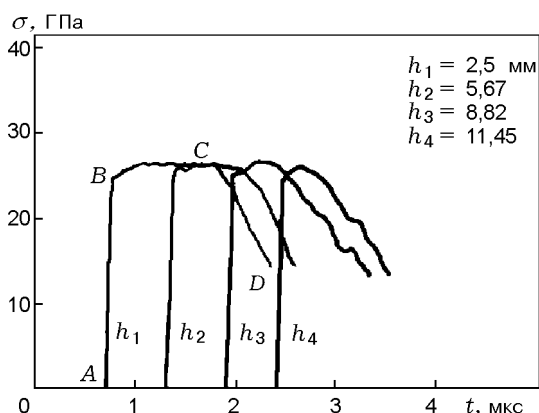


Рис. 4. Профили напряжения при нагружении однократной УВ

$\approx 0,25$  мкс. Затем следует зона более медленной релаксации, и в течение  $\approx 0,5$  мкс напряжение достигает максимума, после чего напряжение понижается в гладкой волне разрежения.

Отклик ПТФЭ на ударную нагрузку отличается от УВ с плоской вершиной и демонстрирует более сложный профиль, в котором за скачком следует зона релаксации, и это необходимо учитывать при определении ударной адиабаты. Измерение ударной и массовой скоростей методом самозакорачивающихся зондов дает мгновенные кинематические параметры первого скачка и, следовательно, определяет «мгновенную адиабату Гюгонио». Эта кривая определяется в большинстве измерений, например в [16].

С другой стороны, можно определить кривую сжимаемости по величине напряжений, достигаемых вслед за зоной релаксации, в состоянии, которое можно с некоторой степенью точности считать равновесным. При таком способе определения напряжения за фронтом получим кривую, которую можно считать равновесной адиабатой  $H_{eq}$ .

Для проведения лагранжева анализа, в принципе, не требуется знания ударной адиабаты. На рис. 4 приведена серия профилей напряжения, зарегистрированных по мере увеличения лагранжевой координаты при однократном сжатии до 27,8 ГПа, а на рис. 5 — траектория точки, описывающей состояние вещества при прохождении через волновой профиль. Точка  $A$  отвечает исходному состоянию образца;  $B$  — величина скачка, который регистрируется при данном временном разрешении;  $C$  — равновесное состояние (конец зо-

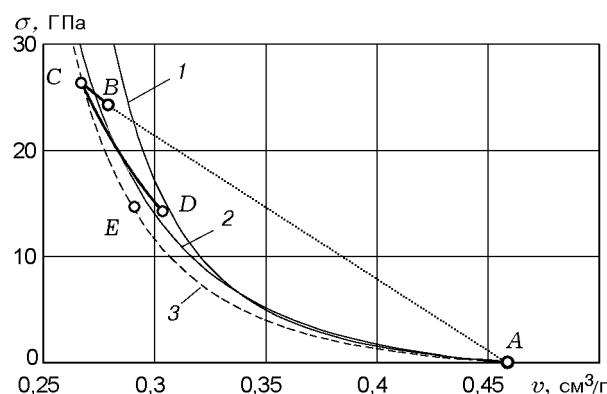


Рис. 5. Фазовые траектории для однократного сжатия:

точки — эксперимент;  $AB$  — прямая Рэлея,  $BC$  — зона релаксации,  $CD$  — разгрузка; ударные адиабаты ПТФЭ: 1 —  $u_s = 1,682 + 1,819u_p$  [16], 2 —  $u_s = 2,00 + 1,55u_p$  [17], 3 — возможный ход равновесной адиабаты

ны релаксации) и  $D$  — окончание сигнала в зоне разгрузки (определяется «временем жизни» датчика). Пунктиром отмечена часть  $AB$  фазовой траектории. Эта часть не разрешается датчиком и соответствует прямой Рэлея. Чтобы не перегружать рисунок, для опыта с однократным нагружением до 15,5 ГПа нанесена только точка  $E$ , которая соответствует равновесному состоянию за фронтом.

Через точки  $A$ ,  $E$ ,  $C$  можно провести кривую, имеющую смысл равновесной адиабаты  $H_{eq}$  (кривая 3 на рис. 5). В литературе имеется несколько ударных адиабат для тефлона, например две сильно различающиеся:  $u_s = 1,682 + 1,819u_p$ ,  $\rho_0 = 2,15$  г/см<sup>3</sup> [16] и  $u_s = 2,00 + 1,55u_p$ ,  $\rho_0 = 2,18$  г/см<sup>3</sup> [17]. Эти адиабаты также нанесены на рис. 5. Как и следует из теории [5], экспериментальные точки равновесной адиабаты лежат ниже ударных адиабат.

Разброс данных при определении экспериментальных ударных адиабат может быть, в частности, вызван зависимостью измеряемых мгновенных значений на первом скачке от временного разрешения метода измерения, так как, строго говоря, понятие ударной адиабаты вводится для скачка с плоским профилем, т. е. подразумевается, что равновесное состояние возникает сразу за скачком.

Эволюция профиля в случае нагружения образца двумя волнами сжатия и последующей разгрузки показана на рис. 2. На первом и четвертом профилях зарегистрирована зона релаксации напряжений в первой волне, в то вре-

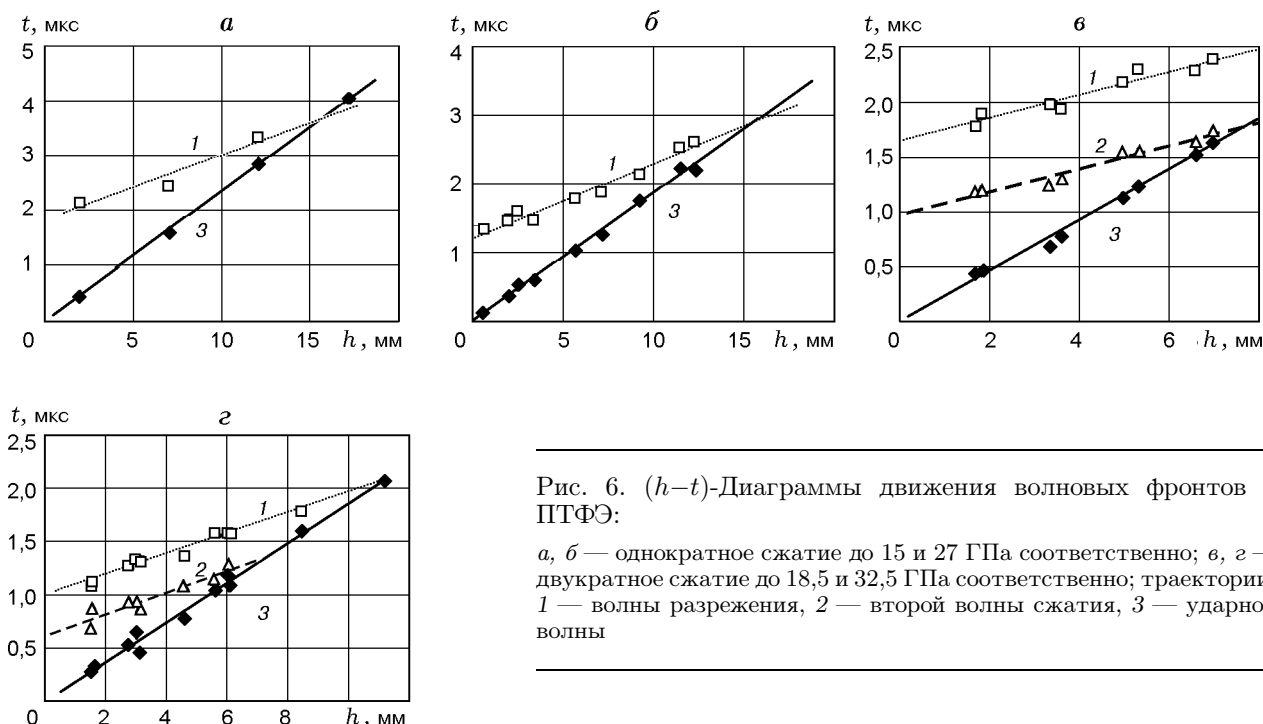


Рис. 6.  $(h-t)$ -Диаграммы движения волновых фронтов в ПТФЭ:

$a, б$  — однократное сжатие до 15 и 27 ГПа соответственно;  $в, г$  — двукратное сжатие до 18,5 и 32,5 ГПа соответственно; траектории: 1 — волны разрежения, 2 — второй волны сжатия, 3 — ударной волны

мя как на втором и третьем профилях фронт первой волны искажен переходными процессами в системе регистрации сигнала от датчика. Процедура сглаживания для данной серии профилей не проводилась, поэтому участок фазовой траектории, соответствующий состоянию за фронтом первой волны, вырождался в эллипс с полуосями, составляющими 5 % текущего значения напряжения. Следует отметить, что импульс вторичного сжатия генерировался внутри составного ударника при отражении первого ударного скачка в дюралюминии от титановой пластины. Затем импульс проходил по дюралюминию расстояние  $\approx 10$  мм (ударник + экран) до входа в образец, поэтому форма импульса определялась механическими свойствами дюралюминия при вторичном сжатии [18]. Свойства ПТФЭ оказывали влияние только на дальнейшую эволюцию импульса в исследуемом образце, и это связано со скоростью распространения возмущений в образце при различных условиях нагружения.

На рис. 6 приведены  $(h-t)$ -диаграммы движения волновых фронтов для опытов с однократным и двукратным сжатием ПТФЭ. На графики нанесены точки  $(h_i, t_i)$ , соответствующие фронтам первого скачка, второй волны сжатия и волны разрежения. Для однократного сжатия в качестве этих точек выбраны фронт

УВ и начало волны разгрузки (см. рис. 4, точки  $A$  и  $C$ ), для двукратного сжатия — фронт первой УВ, начальная точка на второй волне сжатия и начало разгрузки (см. рис. 2, точки  $a, c$  и  $d$ ). На графиках нанесены также прямые, полученные при обработке множеств этих точек методом наименьших квадратов. Эти прямые представляют собой траектории движения выделенных точек. Результаты обработки данных всех опытов в виде эйлеровых скоростей этих точек приведены в табл. 2. Как видно из нее, стандартное отклонение увеличивается от  $2 \div 4$  % для первого скачка до  $10 \div 15$  % для

Таблица 2

Скорости (эйлеровы) выделенных точек с постоянными уровнями напряжения

Фронт	УВ	2-я волна	Разгрузка
$\sigma_1$ , ГПа	$u_s$ , км/с	$a_{\sigma}$ , км/с	$a_{\sigma,r}$ , км/с
Однократное сжатие			
15	$4,27 \pm 0,03$	—	$5,3 \pm 0,5$
27	$5,4 \pm 0,1$	—	$5,4 \pm 0,2$
Двукратное сжатие			
15	$4,29 \pm 0,06$	$6,0 \pm 0,2$	—
27	$5,36 \pm 0,09$	$5,85 \pm 0,3$	—
18,5	—	—	$5,75 \pm 0,23$
32,5	—	—	$5,5 \pm 0,15$

волны разгрузки. Разброс в скоростях для волн сжатия и разрежения связан с неопределенностью выбора точек отсчета (вследствие плавных фронтов) и с перекосом ударников.

Импульс вторичного сжатия в этой серии профилей имеет вид гладкой стационарной волны сжатия с фронтом длительностью  $\Delta t \approx 0,25$  мкс. На рис. 6, в, г это выражается в том, что угол наклона прямых 2 и 3 одинаков. Эволюция волновых профилей показывает, что второй импульс сжатия распространяется с примерно постоянной скоростью 5,9 мм/мкс (см. табл. 2). Эффекты дисперсии для переднего фронта волны вторичного сжатия малы и не разрешаются в пределах экспериментальной точности.

#### ДИАГРАММА «НАПРЯЖЕНИЕ — УДЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМ»

На  $(\sigma-v)$ -диаграмме (см. рис. 5) представлены фазовые траектории изменения ПТФЭ при однократном сжатии для второго и третьего датчиков, которые сливаются в одну кривую. Отметим, что при обработке экспериментальных профилей ударная адиабата ПТФЭ не использовалась. Скачок напряжения на фронте УВ воспринимался аналогоцифровым преобразователем как разрыв, поэтому участок фазовой траектории, соответствующий прямой Рэлея ( $AB$ ), не восстанавливался в проведенном анализе и обозначен на рисунке пунктирной прямой. Траектория нагрузки для зоны релаксации ( $BC$ ) продолжает следовать вдоль прямой с наклоном, совпадающим с наклоном прямой Рэлея. Разгрузочная часть фазовой траектории ( $CD$ ) всюду лежит выше  $H_{eq}$  (см. рис. 5, кривая 3) и обращена выпуклостью вниз. Последнее свойство связано с расплыванием заднего фронта импульса напряжения по мере движения волны разгрузки.

На  $(\sigma-v)$ -диаграмме (рис. 7) для всех четырех опытов представлены фазовые траектории изменения состояния в координатах одного из средних датчиков. Как видно из рисунка, траектория вторичной нагрузки следует примерно вдоль прямой линии с началом в точке  $c$ , соответствующей равновесному состоянию за фронтом первой волны. Траектория разгрузки из точки  $d$ , в которой достигается максимальное напряжение и меняется направление нагрузки, следует вдоль кривой, расположенной ниже кривой нагрузки (гистерезис).

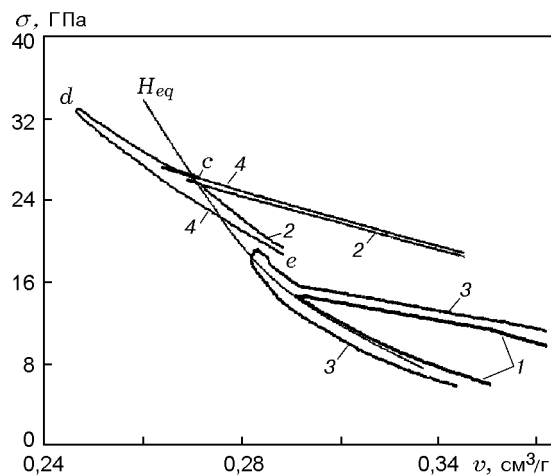


Рис. 7. Фазовые траектории для однократного и двукратного нагружения:

номера кривых соответствуют номерам опытов из табл. 1,  $H_{eq}$  — возможный ход равновесной адиабаты

Исключение массовой скорости из уравнений Эйлера и непрерывности дает дифференциальное уравнение, которое выполняется вдоль траектории датчика [15]:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 c_\sigma c_u = -\frac{1}{v^2} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial v}\right)_h, \quad (5)$$

где  $c_\sigma$  и  $c_u$  — лагранжевы скорости распространения уровней постоянного напряжения и массовой скорости соответственно. В общем случае эти скорости различаются, за исключением простой волны. Если эффекты изменения энтропии не рассматриваются, то  $c_\sigma c_u = c^2$ , где  $c$  — продольная скорость звука в лагранжевых координатах. В этом случае уравнение (5) показывает на пропорциональность между  $c^2$  и наклоном фазовой траектории на  $(\sigma-v)$ -диаграмме. Измерения  $c_\sigma$  для каждого инкремента напряжения вдоль кривой нагрузки в опытах второй серии дают постоянное значение  $c_\sigma = 10$  мм/мкс (соответствующая эйлера скорость  $a_\sigma = (v/v_0)c_\sigma \approx 5,9$  км/с) с 5 %-м разбросом. Это значение совпадает со скоростью начальной точки во второй волне сжатия при  $\sigma = 27$  ГПа, полученной при обработке восьми экспериментальных профилей (см. табл. 2). Свойство стационарности второй волны проявляется в том, что фазовая траектория следует вдоль прямой на отрезке  $cd$ .

Фазовая траектория волны разгрузки имеет кривизну, обращенную вниз, что, как уже отмечалось выше, связано с расплыванием зад-

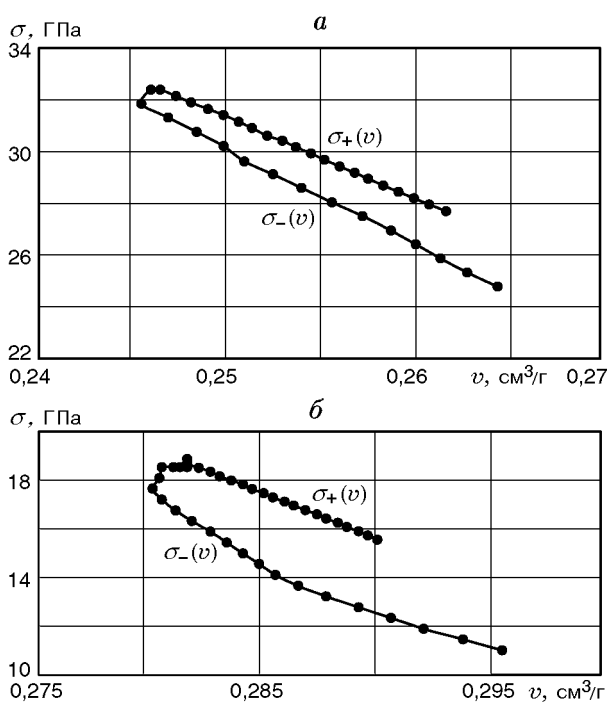


Рис. 8. Фазовые траектории в окрестности точки изменения направления нагрузки:  
 а — опыт № 4, б — опыт № 3 (см. табл. 1)

него фронта импульса. На фазовых траекториях как волны сжатия, так и волны разгрузки отсутствуют выделенные точки, соответствующие пределу текучести. Этим свойством фазовые траектории отличаются от кривых для металлов, исследовавшихся аналогичным методом ранее [18]. Изменение направления деформирования образца от сжатия к разгрузке происходит в состоянии, отмеченном на  $(\sigma-v)$ -диаграмме точкой  $d$ . Несовпадение фазовых траекторий второй волны сжатия и волны разрежения в окрестности этой точки является прямым следствием существования сопротивления сдвигу в материале в сжатом состоянии. Независимо от механизма, вызывающего это сопротивление, разность напряжений меж-

ду кривыми нагрузки и разгрузки в окрестности точки  $d$  может быть выражена через величину сдвигового напряжения

$$\sigma_+(v) - \sigma_-(v) = (8/3)\tau, \quad (6)$$

где  $\sigma_+(v)$  — траектория нагрузки,  $\sigma_-(v)$  — траектория разгрузки,  $\tau = 0,5(\sigma_n - \sigma_t)$  — сдвиговое напряжение,  $\sigma_n, \sigma_t$  — продольное и поперечное напряжения соответственно. Фазовые траектории в окрестностях точки  $d$  в увеличенном масштабе показаны на рис. 8. Видно, что кривые нагрузки и разгрузки не имеют точки касания при изменении направления нагрузки, как это следует из идеальной газодинамической модели, а переход от  $\sigma_+(v)$  к  $\sigma_-(v)$  происходит вдоль непрерывной кривой. Оценка  $\tau$  по (6) при максимальном напряжении во второй волне  $\sigma = 18,5$  ГПа дала величину  $\tau = (0,6 \pm 0,3)$  ГПа, а при увеличении напряжения до  $\sigma = 32,5$  ГПа — значение  $\tau = (0,3 \pm 0,15)$  ГПа.

Полученные данные позволяют прямо оценить скорость деформирования ( $\dot{\epsilon}$ ) в сжатом состоянии по формуле

$$\dot{\epsilon} = \Delta v / vt_f,$$

где  $t_f$  — ширина фронта волны сжатия (разрежения),  $v$  — удельный объем в сжатом состоянии,  $\Delta v$  — изменение удельного объема во фронте волны сжатия или разрежения. В табл. 3 приведены значения величин, характеризующих поведение ПТФЭ при повторном нагружении.

Если рассматривать вязкость с точки зрения максвелловской теории релаксационной упругости, то сдвиговое напряжение, выраженное из (6), является вязким напряжением в ПТФЭ в состоянии ударного сжатия во фронте второй волны. Для оценки времени релаксации сдвигового напряжения можно использовать длительность релаксационной зоны либо

Таблица 3

Параметры ПТФЭ при повторном нагружении

Номер опыта	$\sigma_0$ , ГПа	Нагрузка	$v$ , см <sup>3</sup> /г	$\Delta v$ , см <sup>3</sup> /г	$t_f$ , 10 <sup>-6</sup> с	$\dot{\epsilon}$ , 10 <sup>5</sup> с <sup>-1</sup>
3	15	$\sigma_+$	0,29	0,008	0,15	1,9
3	18,5	$\sigma_-$	0,282	-0,008	0,15	1,9
4	27	$\sigma_+$	0,266	0,02	0,25	3
4	32,5	$\sigma_-$	0,246	-0,02	0,25	3,25

Примечание.  $\sigma_0$  — значение напряжения в образце, достигнутое перед началом последующего сжатия или разгрузки.



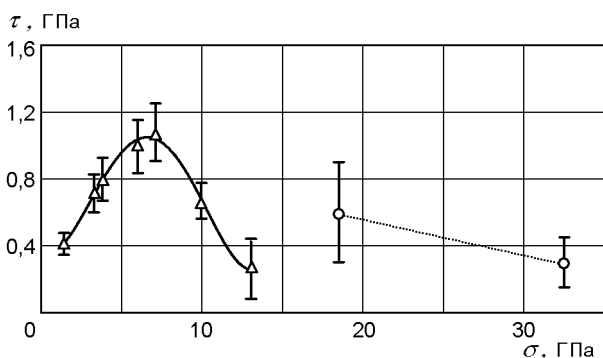


Рис. 9. Зависимость  $\tau(\sigma)$ :  
 $\Delta$  — результаты [19],  $\circ$  — данная работа

длительность фронта второй волны:  $t_r \approx t_f \approx 0,25$  мкс. На рис. 9 полученные в опытах значения  $\tau$  сравниваются с данными, полученными при измерении продольного и поперечного напряжений за фронтом УВ в ПТФЭ [19]. Результаты настоящей работы, которые по сути являются самосогласованными, дают большее значение  $\tau$  во фронте второй волны при  $\sigma = 18,5$  и 32 ГПа по сравнению с данными [19], экстраполированными в эту область напряжений. Расхождение может быть объяснено затуханием сдвиговых напряжений во времени и, следовательно, зависимостью результата измерения от истории нагружения. Измеренные значения  $\tau$  согласуются с данными о сохранении в целом структуры исходного полимера при этих давлениях. Химический анализ сохраненных образцов показал, что при нагружении до 33 ГПа в образцах только появляются следы деструкции [6]. Уменьшение  $\tau$  с увеличением интенсивности волны происходит из-за увеличения температуры, что согласуется с температурной зависимостью вязкости жидкостей [20].

Структура стационарных волн в нелинейных материалах с затухающей во времени памятью теоретически исследована в [5]. Эта теория предполагает существование мгновенного и равновесного откликов материала в виде зависимостей  $\sigma(v)$  и соответствующих этим зависимостям двух скоростей звука  $c_i(v)$  и  $c_{eq}(v)$  — мгновенной и равновесной. В случае  $U > c_i$ , где  $U$  — скорость стационарной волны, а  $c_i(v_0)$  — мгновенная скорость звука в исходном состоянии, реализуется профиль, состоящий из скачка до мгновенного значения напряжения, за которым следует релаксационная зона. Такие профили наблюдались ранее в ряде полимеров при относительно низких напряже-

ниях ( $0,3 \div 2,5$  ГПа) [4]. В наших экспериментах напряжения были на порядок выше, тем не менее релаксационная зона также наблюдалась. Это можно объяснить высокой термической стабильностью ПТФЭ, из-за которой фазовый переход, связанный с диссоциацией молекул, начинается при более высоких давлениях и температурах [6].

Согласно теоретическому анализу [5] плавный профиль стационарной волны может реализоваться, если  $c_i(v_0) > U > c_{eq}(v_0)$ , где  $c_{eq}(v_0)$  — равновесная начальная скорость звука. По-видимому, этот критерий выполняется для волны вторичного сжатия в проведенных экспериментах, в которых начальное состояние представлено точкой  $c$  (см. рис. 7).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Проведенные измерения зарегистрировали структуру фронта, состоящую из скачка до  $0,92 \div 0,95$  от равновесной амплитуды и зоны релаксации напряжения длительностью до 0,5 мкс. Волна вторичного сжатия амплитудой 5,5 ГПа имеет плавный фронт длительностью  $t_f \approx 0,25$  мкс. Измерения скоростей выделенных точек с постоянными уровнями напряжения на волновом фронте показали, что волна вторичного сжатия движется по ударно-сжатому полимеру в стационарном режиме.

- Фазовые траектории изменения состояния в координатах датчиков на  $(\sigma-v)$ -диаграмме показывают выраженный эффект гистерезиса при изменении направления нагружения образца. Оценка сдвигового напряжения по величине гистерезиса при напряжении  $\sigma = 18,5$  ГПа дала значение  $\tau_c \approx (0,6 \pm 0,3)$  ГПа, а при повышенных напряжениях ( $\sigma = 32,5$  ГПа) —  $\tau_c \approx (0,3 \pm 0,15)$  ГПа.

- Структура волновых профилей, а также фазовые траектории на  $(\sigma-v)$ -диаграмме позволили сделать вывод, что при напряжениях в несколько десятков гигапаскалей и при скоростях деформирования  $> 10^3 \text{ с}^{-1}$  ПТФЭ ведет себя как упруговязкая среда максвелловского типа с релаксацией сдвиговых напряжений. Феноменологическая оценка величины упруговязких напряжений показывает, что критическое сдвиговое напряжение в диапазоне  $18 \div 32$  ГПа уменьшается с ростом напряжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-00516 и 96-15-96264).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортон В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
2. Бартенев Г. М., Зеленов Ю. В. Курс физики полимеров. Л.: Химия, 1976.
3. Бартенев Г. М. Прочность и механизм разрушения полимеров. М.: Химия, 1984.
4. Anderson M. U. Response of the polymers KEL-F, polysulfone, high density polyethylene and polymethylmethacrylate to shock loading and release from 0.3 to 2.5 GPa // Shock Compression of Condensed Matter – 1991 / S. C. Schmidt, R. D. Dick, J. W. Forbes, D. G. Tasker (Eds). Elsevier Science Publishers B.V., 1992. P. 875–878.
5. Schuler K. W., Nunziato J. W. and Walsh E. K. Recent results in nonlinear viscoelastic wave propagation // Intern. J. Solids Structures. 1973. V. 9, N 10. P. 1237–1281.
6. Morris C. E., Fritz J. N., and McQueen R. G. The equation of state of polytetrafluoroethylene to 80 GPa // J. Chem. Phys. 1984. V. 80, N 10. P. 5203–5218.
7. Шамраев Б. Н., Гатилов Л. А., Безрукова Н. И. и др. Об ударной адиабате и уравнении состояния политетрафторэтилена в диапазоне давлений 15–45 ГПа // Химическая физика процессов горения и взрыва. XI Симпозиум по горению и взрыву. Черногоровка, 1996. Т. 2. С. 10–12.
8. Bordzilovsky S. A., Karakhanov S. M. Electrical resistivity of PTFE layers under dynamic compression from 40 to 145 GPa // Shock Compression of Condensed Matter – 1989 / S. C. Schmidt, J. N. Johnson, L. W. Davison (Eds). Elsevier Science Publishers B.V., 1990. P. 801–805.
9. Gallagher K. G., Yang W., Ahrens T. J. Free-surface light emission from shocked teflon // High Pressure Science and Technology – 1993 / S. C. Schmidt, J. W. Shaner, G. H. Samara, M. Ross (Eds). AIP Press, 1994. Pt 2. P. 1551–1554.
10. Seaman L. Lagrangian analysis for multiple stress or velocity gages in attenuating waves // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 10. P. 4303–4314.
11. Asay J. R., Lipkin J. A self-consistent technique for estimating the dynamic yield strength of a shock-loaded material // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 4242.
12. Compendium of shock wave data. University of California. Livermore, 1977.
13. De Carli P. S. Manganin stress gage calibration to 125 GPa // Bull. Amer. Phys. Soc. 1976. V. 21, N 11. P. 1286.
14. Канель Г. И., Вахитова Г. Г., Дремин А. Н. Метрологические характеристики мanganin-датчиков давления в условиях ударного сжатия и разгрузки // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 2. С. 130–135.
15. Fowles R., and Williams R. F. Plane stress wave propagation in solids // J. Appl. Phys. 1970. V. 41, N 1. P. 360–363.
16. McQueen R. G., Marsh S. P., Taylor J. W. et al. The equation of state of solids from shock wave studies // High-Velocity Impact Phenomena / R. Kinslow (Ed.). New York: Academic Press, 1970.
17. Morgan D. T., Rockowitz M., Atkinson A. L. AVCO corp. Report N AFWL-TR-65-117 // Compendium of Shock Wave Data / M. van Thiel (Ed.). LLNL, 1977.
18. Бордзиловский С. А., Караханов С. М. Вторичное сжатие и разгрузка дюралюминия за фронтом ударной волны // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 3. С. 131–136.
19. Bat'kov Yu. V., Novikov S. A., Fishman N. D. Shear stresses in polymers under shock compression // Shock Compression of Condensed Matter – 1995 / S. C. Schmidt and W. C. Tao (Eds). AIP Press, 1996. Pt 1. P. 577–580.
20. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.

*Поступила в редакцию 17/XII 1999 г.,  
в окончательном варианте — 31/III 2000 г.*