

Рис. 5.

$+ q/c_1 T_{10}) \cdot \pi/k_1 = 10$. Линиям 1—4 отвечают отношения τ_2/τ_0 , равные соответственно 0,5; 1; 2 и 4. Линия 5, отвечающая условию $\Theta = \Theta_0$, ограничивает область существования стационарных решений, а линия 6 при условиях $\eta = A \leq 1$, $\Theta = \Theta_{\max}$, определяет область, где стационарные режимы не реализуются из-за недостатка газообразного реагента.

Из приведенных зависимостей $\Theta = \Theta(\tau_1, \tau_2)$ и $\eta = \eta(\tau_1, \tau_2)$ следует, что с ростом времен пребывания τ_1 и τ_2 возрастает полнота выгорания частиц. При этом температура газа вначале растет, достигая экстремального значения, соответствующего максимальному разогреву газа в реакторе, а затем убывает. Величина максимального разогрева газа $\varphi = (\Theta - \Theta_0)_{\max}/(\Theta_{\max} - \Theta_0)$ и соответствующего ему значения η возрастает с ростом отношения времени пребывания газа к времени пребывания частиц τ_2/τ_1 .

Поступила в редакцию
8/X 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мерзханов, В. Г. Абрамов. Chem. Eng. Sci., 1977, 32, 475.
2. А. Г. Мерзханов. Процессы горения в химической технологии. Препринт ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1976.
3. Б. В. Вольтер, И. Е. Сальников. Устойчивость режимов работы химических реакторов. М.: Химия, 1972.
4. Р. Арис. Анализ процессов в химических реакторах. М.: Химия, 1977.
5. К. Г. Денбиш. Теория химических реакторов. М.: Наука, 1968.
6. О. Левеншиль. Инженерное оформление химических процессов. М.: Химия, 1969.
7. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мерзханов. ФГВ, 1970, 6, 4.
8. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1970, 6, 3.

О МЕХАНИЗМЕ СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ, СКОльзяЩЕЙ ПО ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Шерпанев, Е. И. Тимофеев
(Москва)

Процессы горения и детонации двухфазных систем во многом определяются динамикой смешения газообразного и жидкого компонентов смеси. При детонации распыленного топлива, например, необходимая степень перемешивания компонентов, т. е. необходимая высокая скорость

тепловыделения, достигается за счет процессов дробления капель жидкости [1, 2]. В случае же детонационных волн, распространяющихся в системе пленка жидкости — газообразный окислитель, такого четкого вывода о преобладающем механизме смесеобразования на основе имеющихся литературных данных сделать нельзя [3—9]. Предположение о ведущей роли испарения жидкости при подготовке горючей смеси за фронтом ударной волны, наиболее популярное среди исследователей, не позволяет описать все особенности гетерогенной детонации, рассчитать достаточно надежно длину зоны горения, установить влияние рода горючей жидкости на параметры детонационной волны.

Хотя в ряде работ и указывалось на неустойчивость поверхности раздела фаз в потоке как на фактор, интенсифицирующий процесс смесеобразования, серьезного анализа неустойчивости, вовлечения пленки жидкости в движение за волной, срыва части жидкости с границы раздела фаз, снижения вязкости жидкости при незначительном разогреве в условиях детонационной волны не проведено. Динамика взаимодействия проходящей ударной волны с пленкой жидкости ни в одной из выполненных работ не прослежена достаточно исчерпывающе. С этим, по-видимому, связано то, что из результатов работ [10, 11] рядом исследователей сделан неправильный вывод о малой скорости массопередачи, обусловленной неустойчивостью поверхности раздела и механическим перемещением жидкости. В работах [10, 11] движение жидкости исследовалось за отраженными ударными и детонационными волнами, где эффекты неустойчивости границы раздела естественно выражены гораздо слабее, чем в проходящих волнах с большими градиентами скорости вблизи поверхности раздела. По результатам других исследований [5, 6] трудно судить о детальной динамике срыва жидкости со слоя, так как кино съемка велась со значительным уменьшением.

В настоящей работе проведено импульсное фотографирование пленки жидкости за ударной волной с большим увеличением. Слой жидкости помещался на нижнюю стенку ударной трубы прямоугольного сечения 40×70 мм² с длиной камеры низкого давления 1500 мм. В стенках трубы сделаны окна, через которые наблюдалось поведение жидкости в кювете различной глубины от 0,15 до 6 мм. Фотография осуществлялась на неподвижную пленку в свете лампы строботрона, поджигаемой импульсом от датчика давления с регулируемой задержкой относительно фронта волны. Исследованы пленки воды и масла ВМ-4 в ударных волнах с числом $M = 1,4 \div 2$ при нормальных начальных условиях перед фронтом волны $T_0 = 293$ К, $p_0 = 1$ бар. Взяты относительно малые числа Маха ударных волн, чтобы полностью исключить влияние процесса испарения.

На рис. 1, а показано состояние пленки масла ВМ-4 за ударной волной. Для сравнения в те же моменты времени за ударной волной снята сухая поверхность кюветы (фотографии идентичны той, которая получена в момент времени 0 мкс). Таким образом, использованная система фотографирования не реагирует на изменение параметров газа в пограничном слое.

На фотографиях, полученных в опытах со слоем жидкости, видно, что при $t = 250$ мкс за волной с поверхности масла срываются частицы жидкости. Сама поверхность раздела неровная в силу неустойчивости. Еще через 50 мкс над пленкой устанавливается сплошной слой сорванной жидкости, взвешенной в потоке газа. Толщина слоя взвешенных в газе частиц жидкости непрерывно возрастает по мере удаления от фронта волны. Для сравнения на рис. 1, б приведено состояние той же пленки в волне с $M = 2$. При $t = 80$ мкс срыв жидкости происходит с неровностей на границе раздела фаз размером 400—500 мкм. Скорость газа в ядре потока составляет 420 м/с. Картина срыва жидкости ВМ-4

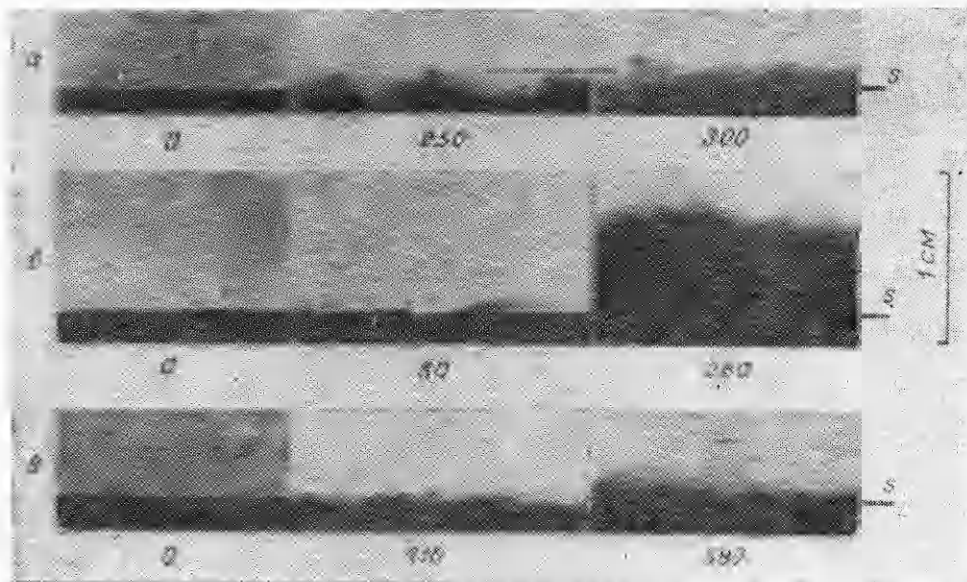


Рис. 1. Фотографии срыва жидкости с поверхности раздела газ — жидкость ($p_0 = 1$ атм, толщина слоя $h=6$ мм, цифры под кадрами — время в мкс после прохождения фронта ударной волны).

а) масло ВМ-4, $M=1,7$, $u_1=300$ м/с; б) масло ВМ-4, $M=2$, $u_1=400$ м/с; в) вода, $M=1,4$.

со слоя толщиной $h = 0,15$ мм такая же, как и со слоя толщиной 6 мм. На рис. 1, в прослеживаются основные превращения, которые происходят с поверхностью жидкости (s). Сначала длина волны и высота неровностей на поверхности жидкости малы и затем возрастают по мере удаления от фронта волны. Срыв жидкости медленный при $t = 410$ мкс, резко интенсифицируется к моменту $t = 580$ мкс. Над поверхностью жидкости образуется слой двухфазной смеси, состоящей из мелких каплей жидкости и газа. При увеличении скорости обдувающего потока газа слой двухфазной смеси утолщается, и сокращается период времени от момента прохождения ударного фронта до точки начала срыва жидкости.

На рис. 2 показана зависимость видимой на фотографиях толщины слоя двухфазной смеси над пленкой H от времени t . Момент $t = 0$ отвечает фронту ударной волны. Образование слоя двухфазной смеси над поверхностью пленки зависит от динамического напора газа и вязкости жидкости. С увеличением интенсивности волны различие в вязкости жидкости становится малосущественным.

На рис. 3 приводится предполагаемая схематичная картина явлений внутри

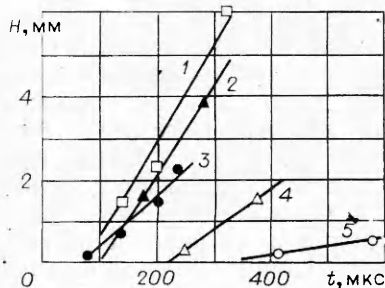


Рис. 2. Высота подъема распыленной жидкости над границей раздела.

1 — H_2O , $h=6$ мм, $M=2$; 2 — ВМ-4, $h=0,15$ мм, $M=2$; 3 — H_2O , $h=6$ мм, $M=1,7$; 4 — ВМ-4, $h=0,15$ мм, $M=1,7$; 5 — H_2O , $h=6$ мм, $M=1,4$.

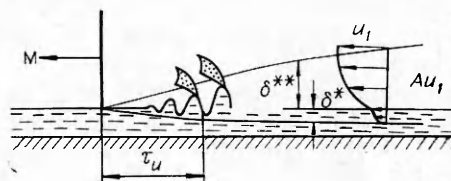


Рис. 3. Модель уноса жидкости за ударной волной.

пленки и над ней. Ударная волна с числом M создает поток газа с динамическим напором ρu^2 , ρ и u — плотность и скорость газа за волной. На границе раздела слой жидкости испытывает сдвиговое напряжение $\tau = c_D \rho u^2 / 2$, где c_D — коэффициент сопротивления. Под действием напряжения трения приходит в движение возрастающий по толщине слой жидкости $\delta^*(t)$. Первоначальный слой жидкости имел толщину h и температуру T_0 . Из-за неустойчивости течения жидкости ее поверхность покрывается волнами с амплитудой, пропорциональной δ^* [15—17], что подтверждается в опытах.

Волны неустойчивости видны на рис. 1, их длина по порядку величины близка к той, которая соответствует минимальному времени роста волн неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, равной

$$\lambda(\tau_{\min}) = 8\pi \sqrt[3]{4} (\beta \rho u^2)^{-0,66} \mu_l^{0,66} (\sigma/\rho_l)^{0,33}.$$

Это выражение получено на основе линейного анализа неустойчивости [22] ($\beta < 1$ — параметр парусности, σ — поверхностное натяжение). Длина волн возмущений на рис. 1, б через $t = 80$ мкс за волной при $M = 2$ равна $400 \div 600$ мкм. Расчет дает для условий опыта $\lambda(\tau_{\min}) \approx 200$ мкм при $\beta = 0,5$. С учетом приближенности соотношений из линейной модели из-за наличия конечных начальных возмущений и неопределенности величины β можно полагать, что начальные стадии процесса массопередачи удовлетворительно описываются упрощенной линейной моделью.

Растущие неровности поверхности жидкости проникают в пограничный слой газа с толщиной δ^{**} . Ввиду малой скорости границы раздела по сравнению со скоростью газа [12—14] скорость обдувания гребней жидкости увеличивается по мере их роста. В некоторый момент времени выполняется условие равенства скорости обдува и высоты гребня некоторым критическим значениям, устанавливаемым, например, как и для капель по выражению $We = Re^{0,5}$. Здесь $We = \rho u^2 \delta^* / (2\delta)$, $Re = u \delta^* / \nu$ — числа Вебера и Рейнольдса, а ν — кинематическая вязкость газа.

После выполнения критических условий начинается срыв жидкости с наветренных частей гребней волн, по характеру идентичный аналогичному явлению при обтекании газовым потоком капель жидкости. В соответствии с оценками, выполненными по результатам фотографирования процесса, время срыва τ , приблизительно равно удвоенному времени появления неустойчивости на границе раздела. Так, в слабых волнах с $M \approx 2$ для ВМ-4 $\tau, \approx 70 \div 100$ мкс, а для воды 30—50 мкс. Как и при обтекании капель, в этом случае должен получаться очень тонкий распыл жидкости $d \approx 1 \div 10$ мкм (где d — средний размер капель), который дает густой туман над поверхностью раздела.

Представленная схема процессов в пленке показывает, что до момента соприкосновения движущейся жидкости с подложкой не имеет значения различие в толщине слоя жидкости. Столкновение границы движущейся жидкости с подложкой, по-видимому, способствует вихревому движению жидкости и быстрому выравниванию скорости течения по всей толщине слоя. В этот момент в тонких слоях может происходить увеличение скорости уноса массы из слоя. Температура ударно-сжатого газа T_1 превышает начальную температуру пленки. Вследствие этого происходит разогрев слоя жидкости и снижается его вязкость [18]. Особо существенное изменение вязкости наблюдается у жидкостей с вязкостью свыше $0,1$ кг/(м·с). Снижение вязкости при разогреве определяет сходство в поведении слоев масла и воды в сильных ударных волнах. Сравнение полученных данных и некоторых результатов работ [3, 5, 6, 8] показывает, что срыв жидкости и пленки при гетерогенной детонации начинается вблизи фронта ударной волны, и пренебрежение этим процессом (если оно возможно вообще) всегда должно быть тщательно обосновано.

Действительно, как видно из рис. 2, время индукции образования тумана вблизи поверхности раздела приблизительно обратно пропорционально росту скорости газа и при $M \approx 4 \div 5$ (характерных для детонации) должны были бы составить величину 10—20 мкс. Такие времена уже сравнимы с длительностью тепловыделения в волнах гетерогенной детонации. Однако скорость тепловыделения, задающая скорость детонации, зависит не только от периода индукции. В связи с этим оценим скорость уноса массы жидкости из слоя газовым потоком. К сожалению, теории уноса массы при срыве жидкости с гребней волн неустойчивости не существует, и для оценки приходится пользоваться эмпирическими соотношениями.

В работах [15—17] показано, что для вычисления скорости уноса необходимо знать расход текущей жидкости в слое и параметры газового потока. Для установления расхода жидкости в слое воспользуемся гипотезой Тейлора о сопряженных пограничных слоях на границе раздела газ — жидкость [1]. Распределение скорости газа и жидкости в пограничных слоях задается соотношениями

$$\begin{aligned} u_g/u_1 &= 1 - (1 - A) \exp[-y/(\alpha_g x^{0.5})], \\ u_l/u_1 &= A \exp[-y/(\alpha_l x^{0.5})]. \end{aligned}$$

Здесь u_l , u_g — скорости газа в ядре потока и в пограничном слое; u_1 — скорость жидкости в пограничном слое на глубине y и на расстоянии x за точкой начала течения, т. е. за фронтом волны; $\alpha_l = (8/3)^{0.5} \cdot \nu_l / (Au_1)^{0.5}$; $\alpha_g = \alpha_l (\nu_g/\nu_l) \cdot (1 - A)/A$; $A = [\rho_g \mu_g / (\rho_l \mu_l)]^{0.33}$; ν_l и μ_l , ν_g и μ_g — кинематическая и динамическая вязкость жидкости и газа соответственно. Произведение Au_1 определяет скорость движения границы раздела фаз. Удельный массовый расход жидкости через единицу ширины потока жидкости в сечении x составит

$$m_b = \rho_l \int_0^{\infty} u_l dy \approx 1,63 \text{Re}_x^{0.5} (\mu_l \mu_g)^{0.5} (\rho_l / \rho_g)^{0.5} A^{0.5},$$

где $\text{Re}_x = u_1 x / \nu_g$.

Как видно из этого соотношения, расход жидкости во многом определяется величинами ν_l и ν_g , которые существенно зависят от температуры, причем вязкость жидкости убывает с ростом температуры, а вязкость газа возрастает пропорционально $T_1^{0.768}$. Разогрев газа за фронтом ударной волны вызывается ударным сжатием газа, а разогрев пленки жидкости — теплопередачей из потока газа в жидкость. В соответствии с известными сведениями разогрев воды и масла ВМ-4 от 290 до 333 К приводит к снижению вязкости воды в 2 раза, а вязкости масла в 10 раз. Анализ расчетов прогрева слоя жидкости за ударной волной показывает [18], что при $M \approx 2$ различие вязкости масла и воды перед фронтом волны несущественно отражается на поведении слоя жидкости за волной, что подтверждено в проведенных опытах.

Из физических соображений следует, что механизм срыва пограничного слоя жидкости может перевести в тонкораспыленное состояние только долю текущей в пленке жидкости. Тогда скорость массопередачи будет пропорциональна массовому потоку в пограничном слое. Для нахождения коэффициента пропорциональности существуют только эмпирические соотношения, полученные для стационарных потоков [15]. Поскольку развитие пограничного слоя за ударной волной не должно сильно отличаться от случая обтекания плоской пластины с пленкой жидкости стационарным потоком, то известные выражения для скорости массопередачи можно применить и в рассматриваемом случае без существенной ошибки (во всяком случае, для оценок).

Из [15] следует, что скорость массоуноса $dm/dt = e_0 m_b$, где $e_0 = 1 - \exp[-10^5(\varphi_l - 10^3)]$ — доля массового потока в пограничном слое жидкости, переходящая в распыл; $\varphi_l = (\rho_l u_l^2)^{0,5} (T_1/T_l)^{0,25} \sigma^{-1}$; T_l — температура поверхности жидкости; σ — поверхностное натяжение. Отношение $(T_1/T_l)^{0,25} = 1 \div 1,5$ и мало меняется с изменением параметров газа за волной (размерность величин в выражении e_0 дана в системе СИ). Таким образом, количество жидкости, сорванной на расстоянии x от фронта волны, составит

$$M_x \approx e_0 v_l^{0,5} \rho_l \left(\frac{\rho_g^2 v_g}{\rho_l^2 v_l} \right)^{0,166} u_l^{0,5} x^{1,5} D^{-1}.$$

Здесь D — скорость волны. В это соотношение не вошла толщина слоя.

Таким образом, унос жидкости из слоев различной толщины не должен заметно отличаться при условии, что возмущения поверхности не разрушают сплошности слоя, а толщина пограничного слоя в жидкости меньше, чем толщина самой пленки. При этом средняя концентрация жидкости в распыленном состоянии на единицу площади в зоне длиной x за ударным фронтом должна быть равна

$$\alpha_x = M_x x^{-1} = \rho_l \rho_0^{-1} (x u_l)^{0,5} D^{-1} (\rho_g^2 \mu_g / \rho_l^2 \mu_l)^{0,166} e_0.$$

Выполним оценку величин e_0 , α_x и M_x для волн в двухатомном газе с различным числом М. Параметры жидкости возьмем, как у большинства жидких углеводородов: $\mu_l = 10^{-3} \div 10^{-1}$ кг/(м·с) и $\sigma = 25 \cdot 10^{-3}$ и $75 \cdot 10^{-3}$ Н/м. В таблице представлены результаты расчетов для $x = 0,1$ м. Параметры M_x и e_0 в скобках получены при $\sigma = 75 \cdot 10^{-3}$ Н/м. В последних столбцах таблицы приведены расчетные значения высоты столба газа над площадкой слоя жидкости за фронтом ударной волны протяженностью 0,1 м, средняя концентрация жидкости в котором отвечает стехиометрической в кислороде и воздухе. В качестве последней выбрана величина 0,083 кг/м³ для воздуха и 0,395 кг/м³ для кислорода (горючее типа бензин). Для условий в детонационной волне $e_0 \approx 1$.

Парадоксальна полученная зависимость скорости массоуноса от вязкости жидкости, в соответствии с которой M_x растет с увеличением μ_l . Эта связь не подтверждается в эксперименте и обусловлена несовершенством модели. Модель не учитывает того, что срыв жидкости с гребней

Параметры течения за фронтом ударной волны

М	D, м/с	u _l , м/с	ρ _g , кг/м ³	T _l , К	μ _l , кг/(м·с)	e ₀	M _x · 10 ⁴ , кг/м		H _{st} , см	
									O ₂	возд.
2	640	400	3,4	490	10 ⁻³ 10 ⁻¹ 1	0,97 0,7	1,9 8,8 19	1,4 6,3 14	0,2	0,8
									1	4,7
									2	8
3	960	710	5,0	780	10 ⁻³ 10 ⁻¹ 1	1 0,96	1,9 8,7 19	1,8 8,7 18	0,3	1,5
									1,3	6,1
									3	15
4	1280	1000	5,9	1190	10 ⁻³ 10 ⁻¹ 1	1 1	1,9 8,9 19	1,9	0,5	2,4
									2,5	12
									5	24
5	1600	1280	6,45	1700	10 ⁻³ 10 ⁻¹ 1	1 1	1,9 8,6 18		0,5	2,4
									2,5	12
									5	24

волн неустойчивости в нестационарных газовых потоках зависит от скорости роста волн и их длины. Оба эти параметра зависят от вязкости жидкости. При этом возрастание вязкости тормозит массоунос. Другой фактор, ведущий к снижению e_0 , связан с критической скоростью жидкости на поверхности, которая убывает с ростом μ_l . Для более точных оценок следует использовать выражения для расчета e_0 в условиях, аналогичных существующим в зоне реакции при гетерогенной детонации. Однако выполненные оценки довольно определенно говорят о том, что неустойчивость слоя жидкости может обеспечить высокую скорость массоуноса из слоя жидкости.

В работах [16, 17, 19] сравнивалась интенсивность потери массы жидкости из слоя за счет уноса массы газовым потоком и испарения. Показано, что при скорости движения газа над слоем, приближающейся к звуковой, процесс испарения уже практически не влияет на массопередачу, вызванную взаимодействием газового потока и пленки жидкости. Это означает, что при анализе процессов массопередачи при детонации в системе пленка жидкости — газ недопустимо пренебрежение уносом массы жидкости с поверхности пленки за счет трения на границе раздела фаз.

Механический унос массы жидкости может привести к созданию переобогащенного горючим тонкого слоя взвеси вблизи стенки трубы. Интенсивное перемешивание этой взвеси с газообразным окислителем при возникновении и развитии турбулентного пограничного слоя в свою очередь открывает возможность образования значительных объемов, подготовленных к воспламенению близкой к гомогенной топливно-газовой смеси, быстрое сгорание этих объемов приведет к возникновению возмущений давления. Такие возмущения наблюдаются в виде интенсивных волн давления за фронтом ударной волны, инициирующей реакцию в системе слой топлива — кислород.

В работах [20, 21] на основе представления о том, что разрушение пленок жидкости связано с появлением капиллярных волн вследствие отражения волн сжатия и разрежения в пленке от границ раздела сделан вывод о невозможности разрушения пленок при $D/a_l < 1$ (a_l — скорость звука в жидкости) и предсказана устойчивость пленки к действию ударной волны. Выполненные опыты показали, что этот подход имеет серьезные недостатки, поскольку в нем не учитываются другие возможные пути развития неустойчивости раздела фаз. Одновременно следует отметить, что механизм неустойчивости, заданный движением системы волн разрежения и давления в пленке, обсуждался также в [10, 11]. Пренебрежение другими возможными процессами распада пленок делает вывод работы [21] о существовании предела распространения гетерогенной детонации по толщине пленки весьма спорным, так как из рассмотрения исключаются все волны давления со скоростью $D/a_l < 1$, что не подтверждается прямыми наблюдениями.

*Поступила в редакцию
16/IX 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 1.
2. J. A. Nicholls, E. K. Dabora, K. W. Ragland. Phys. Fluids, 1968, 11, 11.
3. В. К. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
4. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
5. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
6. С. А. Лесняк, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.
7. M. Sichel, C. S. Rao, J. A. Nicholls. 14-th Internat. Symp. on Combustion, The Combustion Inst., Pittsburgh, 1973.

8. С. А. Лесняк, Я. К. Трошин. ФГВ, 1970, 6, 4.
9. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Combust. Sci. and Technology, 1972, 4, 2.
10. А. А. Борисов, А. В. Любимов, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1965, 164, 1.
11. А. А. Борисов, А. В. Любимов, С. М. Когарко. ФГВ, 1965, 1, 4.
12. A. Sherman, J. A. Shetz. AIAA-Paper, 1970, 89.
13. S. C. Lubard, J. A. Shetz. AIAA-Paper, 1968, 643.
14. A. Sherman, J. A. Shetz. AIAA J., 1971, 9, 4.
15. R. A. Gater, M. R. Lesuyer. Perdue Univ. TM-69-1, 1969.
16. H. Gold, A. Pallone. AIAA-Paper, 1968, 1141.
17. H. Gold, R. E. Mascola, P. C. Smith. AIAA-Paper, 1970, 152.
18. В. М. Гендугов. ФГВ, 1973, 9, 2.
19. W. S. Saric, B. W. Marshall. AIAA — Paper, 1970, 801.
20. И. Н. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев. ФГВ, 1975, 11, 6.
21. В. М. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 6.
22. E. Mauger. ARS J., 1961, 31, 12.

ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В. С. Трофимов

(Черноголовка)

Исследование кинетики релаксационных процессов в конденсированных средах (физико-химических превращений веществ, релаксации напряжений, явлений переноса) становится одной из основных задач физики ударных и детонационных волн [1, 2]. Это связано с двумя обстоятельствами. С одной стороны, имеются экспериментальные данные [1, 3], согласно которым ударное сжатие не сводится к резкому увеличению плотности и температуры вещества — сами ударные скачки могут активировать некоторые релаксационные процессы. Следовательно, данные по кинетике последних, полученные в других условиях, нельзя переносить на ударно-волновое движение среды. С другой стороны, для развития теории и практических применений ударных и детонационных волн важно знать соответствующую кинетику. Нужны адекватные методы ее исследования.

Настоящая работа посвящена обсуждению вопросов обоснования и возможностей одного такого метода, называемого в дальнейшем динамическим. Его идея предложена в [4] и там же реализована на примере пластического течения стекла и плавленого кварца в нестационарных волнах сжатия. Позднее она неоднократно использовалась в исследовании кинетики разложения взрывчатых веществ (ВВ) при ударных воздействиях (см., например, [5—11]).

Сущность динамического метода — определение характеристик релаксационного процесса по его влиянию на механическое движение среды. В соответствующем ударно-волновом эксперименте по осциллограммам или теневым рентгенограммам измеряются только механические величины: временные интервалы, скорости ударных и детонационных волн, перемещения l и массовые скорости u точек среды, удельный объем вещества v , механическое давление p и скорость c распространения в среде слабого разрыва. Такой эксперимент в дальнейшем называется динамическим. Оказывается, для получения максимально доступной в нем информации о релаксационном процессе достаточно по соответствующим осциллограммам или рентгенограммам восстановить одну из функций $u(x, t)$, $v(x, t)$, $p(x, t)$ или $l(x, t)$, описывающих движение, и функцию $c(x, t)$, определяющую механические свойства среды, где x — лагранже-