

времени измерения, по-видимому, свидетельствует о неравновесности термодинамического состояния вещества за фронтом ударной волны.

Результаты измерений и моделирования на ЭВМ показывают, что двухзондовая методика с использованием цилиндрических коаксиальных токовых электродов при учете электромагнитной индукции с помощью последовательных приближений позволяет измерять проводимости, близкие к металлическим, т. е. позволяет регистрировать переход диэлектрик — металл в ударной волне.

Поступила 6 XII 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 1.
2. Алдер Б. Физические эксперименты с сильными ударными волнами. — В кн.: Твердые тела под высоким давлением. М., Мир, 1966.
3. Килер Р. Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях. — В кн.: Физика высоких плотностей энергии. М., Мир, 1974.
4. Якушев В. В. Электрические измерения в динамическом эксперименте. — ФГВ, 1978, № 2.
5. Бут Д. А. Вход ударной волны со скачком проводимости в поперечное магнитное поле. — Магнитн. гидродинамика, 1970, № 4.
6. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы. М., Наука, 1973.

УДК 620.178.7

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЧНОСТИ ГЛИЦЕРИНА ПРИ ОТКОЛЕ

*М. А. Иванов*

(Москва)

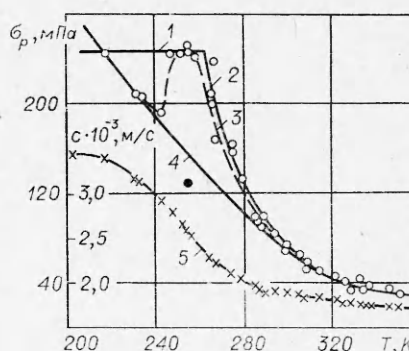
Жидкости при высокоскоростном нагружении теряют присущие им в обычных условиях свойства текучести и ведут себя подобно твердым телам, проявляя хрупкость [1, 2]. Изучение разрыва жидкостей с помощью ударных волн слабой интенсивности дает возможность определить величины критических растягивающих напряжений ( $\sigma_p$ ), получаемых в результате интерференции волн разгрузки у свободной поверхности (метод откола) [3]. Так, за последнее время появились работы, в которых определялась величина  $\sigma_p$  в акустическом приближении при комнатной температуре: в воде [4, 5], этиловом спирте [4, 5], глицерине [5—8], ртути [9].

В работе [10] исследовалось влияние температуры на  $\sigma_p$  для глицерина. Ударные волны в глицерине возбуждались с помощью импульсного электронного пучка с потоками энергии от 80 до 1500 кДж/м<sup>2</sup>. Примем, что форма импульса нагрузки при изменении потока энергии облучения оставалась близкой к треугольной. Величины  $\sigma_p$  рассчитывались в акустическом приближении по формуле

$$(1) \quad \sigma_p = 0,5 \rho c (v_0 - v_1),$$

где  $\rho$  и  $c$  — плотность и объемная скорость звука для глицерина соответственно;  $v_0$  и  $v_1$  — значения скоростей свободной поверхности в момент выхода на нее фронта ударной волны и момент достижения ею первого минимума скорости соответственно. Регистрация скорости свободной по-

верхности осуществлялась с помощью лазерного интерферометра. Полученные в [10] по формуле (1) значения  $\sigma_p$  от температуры  $T$  приведены на фиг. 1 (точки  $\circ$ ) и аппроксимируются двумя кривыми, которые (по мнению авторов [10]) отвечают различным механизмам разрушения. В области температур, меньших 262 К, разрушение имеет хрупкий характер (кривая 1), сопровождается образованием и ростом трещин; в области температур, больших 262 К (кривая 2), разрушение вязкое, сопровождается образованием и ростом пузырьков.



Фиг. 1

Такая интерпретация экспериментальных данных не является единственной. Так, при рассмотрении перехода от хрупкого разрушения к вязкому в работе [10] отмечается, что температура стеклования глицерина, когда следовало бы ожидать такой переход, значительно ниже 262 К и равна, согласно работе [11], 180 К. Достаточно произвольно проведена аппроксимация данных при  $T < 262$  К. Экспериментальные значения могут быть описаны плавно спадающей с ростом  $T$  кривой (фиг. 1, кривая 3) с характерным резонансным пиком в области температур 240—280 К. Отметим, что именно в этой области наблюдается резкое изменение (дисперсия) скорости звука (фиг. 1, кривая 5) и повышенное поглощение [10]. Это обстоятельство указывает на возможность релаксационных явлений в глицерине, возникающих при распространении слабых ударных волн так же, как и при распространении ультразвука [3]. Неучет аномально-высокого затухания в жидкости при отражении импульса нагрузки от свободной поверхности мог привести к завышенным значениям  $\sigma_p$ , вычисленным по формуле (1). Покажем это.

Определим величину разрушающих напряжений в том же приближении, как и в работе [10], но с учетом затухания ( $\sigma_p^*$ ). При определении  $\sigma_p^*$  будем считать, что на малых расстояниях, которые нас интересуют, импульс нагружения затухает, не меняя своей формы\*. Так, если считать исходным импульс, фронт которого выходит на свободную поверхность ( $t = 0$ ), то после прохождения им расстояния  $x = ct$  значения массовых скоростей и давлений уменьшатся в  $\exp(-\alpha x)$  раз, где  $\alpha$  — коэффициент затухания. Величина  $\sigma_p^*$  в сечении  $x = \delta$  на момент времени  $t = \delta/c$  вычислится как разность между амплитудой отраженного импульса и значением напряжения падающего импульса:

$$(2) \quad \sigma_p^* = \sigma_0 \exp(-\alpha\delta) - \sigma_0(1 - 2\delta/l) \exp(-\alpha\delta) = 2\sigma_0\delta [\exp(-\alpha\delta)]/l,$$

где  $\sigma_0$  — амплитуда падающего импульса при  $t = 0$ , которой соответствует скорость свободной поверхности  $v_0$ . Выразим экспериментально измеренное значение  $v_1$  через  $v_0$ ,  $\delta$  и  $\alpha$ . Так как  $v_1$  есть скорость свободной поверхности в момент  $t = 2\delta/c$ , то с учетом затухания имеем

$$(3) \quad v_1 = v_0(1 - 2\delta/l) \exp(-2\alpha\delta).$$

\* Нас интересует затухание головной части импульса протяженностью  $\sim 2\delta$ , которая определяет напряжения, развиваемые в плоскости откола. Поэтому формальное уменьшение количества движения при рассмотрении затухания всего импульса не должно нас смущать, так как оно является следствием принятого акустического приближения.

Решая совместно уравнения (2), (3) с учетом  $\sigma_0 = 0,5 \rho c v_0$ , получим соотношение

$$(4) \quad \sigma_p^* = 0,5 \rho c [v_0 \exp(-\alpha \delta) - v_1 \exp(\alpha \delta)],$$

которое, как и следовало ожидать, при  $\alpha \delta \ll 1$  переходит в (1).

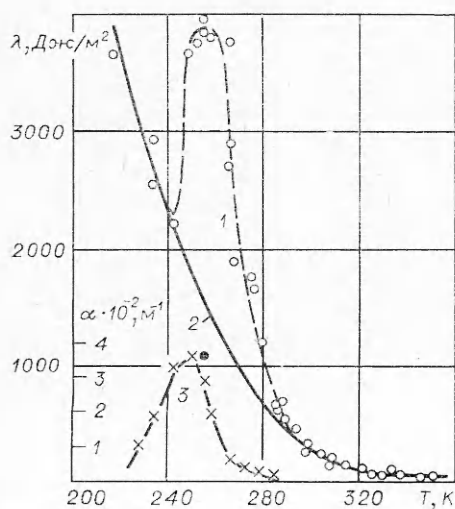
Оценим значение  $\alpha$  для глицерина в области резонансного пика. Для сильно вязких жидкостей, одной из которых является глицерин, дисперсия скорости звука и связанное с ней аномально-высокое поглощение определяется их микронеоднородным строением [12]. Для этих жидкостей коэффициент затухания, отнесенный к частоте  $\nu$ , зависит от произведения частоты на вязкость  $\eta$ :

$$(5) \quad \alpha/\nu = f(\nu\eta),$$

причем для глицерина  $\ln \eta = a + b/T^3$ , где  $b = 2,098 \cdot 10^8$  [10]. В работе [12] приведены экспериментальные данные по затуханию ультразвука в глицерине в зависимости от  $T$  для  $\nu = 22,3$  МГц, полученные в [13]. Согласно рис. 3 работы [10], длина нагружающего импульса в области резонансного пика равна  $\sim i$  мкс. Для такого импульса основной гармоникой будет  $\nu \sim 1$  МГц. Полагая в (5)  $\nu\eta \sim \nu \exp(b/T^3) = \text{const}$  и используя экспериментальные данные [13], перейдем от зависимости  $\alpha_1(T_1)$  для  $\nu_1 = 22,3$  МГц к аналогичной зависимости  $\alpha_2(T_2)$  для  $\nu_2 = 1$  МГц:

$$\alpha_2 = \alpha_1 \nu_1/\nu_2 \quad \text{и} \quad T_2 = b^{1/3} [\ln(\nu_1/\nu_2) + b/T^3]^{-1/3}.$$

Найденная таким образом зависимость  $\alpha(T)$  для  $\nu = 1$  МГц представлена на фиг. 2 (кривая 3), из которой следует, что максимальное значение  $350 \text{ м}^{-1}$  достигается при  $T = 250 \text{ К}$ , а при  $T \leq 220 \text{ К}$  и  $T \geq 280 \text{ К}$  значение  $\alpha$  уменьшается более чем в 10 раз. Так как  $\delta \sim 8 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ , то во всей области температур, за исключением интервала  $220-270 \text{ К}$ ,  $\alpha \delta \ll 1$  и формула (4) может быть заменена формулой (1). К сожалению, в работе [10] отсутствуют данные о  $v_0$  и  $v_1$ , а приведены только их разности. Однако для  $T = 255 \text{ К}$ , где наблюдается максимум  $\sigma_p$ , значения  $v_0$  и  $v_1$  могут быть найдены из рис. 3 работы [10]. Они равны соответственно 210 и 60 м/с. Подставляя значения этих скоростей,  $\alpha = 350 \text{ м}^{-1}$  и  $\delta = 8 \cdot 10^{-4} \text{ м}$  в (4) с учетом формулы (1), получим  $\sigma_p^* \approx 1,9 \cdot \sigma_p \approx 130 \text{ мПа}$  (фиг. 1, точка ●). Значение  $\sigma_p^* \approx 130 \text{ мПа}$  при  $T = 255 \text{ К}$  совместно с экспериментальными



Ф и г. 2

значениями  $\sigma_p$  при  $T \leq 220 \text{ К}$  и  $T \geq 270 \text{ К}$  дает основание считать, что фактическая зависимость  $\sigma_p(T)$  имеет плавный спадающий характер (фиг. 1, кривая 4), а зарегистрированный в [10] максимум  $\sigma_p$  является следствием неучета аномально-высокого затухания при интерференции волн разгрузки в области откола. Такие псевдорезонансные пики в  $\sigma_p(T)$  при отколе, особенно при уменьшении длительности нагружающего импульса, следует ожидать и в других вязких жидкостях, таких как триацетин, бутандиол, гексатриол [12], канифоль [14] и т. д.

В ходе проведения экспериментов при различных температурах [10] поток энергии электронного пучка менялся в  $\sim 20$  раз, следовательно,

Жидкость	$\frac{dP}{dt} \cdot 10^{-14}$ , Н/м <sup>2</sup> ·с	$\delta \cdot 10^5$ , м	$\lambda \cdot 10^{-3}$ , Дж/м <sup>2</sup>	$\gamma \cdot 10^3$ , Дж/м <sup>2</sup>
Глицерин [10]	1,85	44	0,46	64
Вода [4]	1,39	61	0,58	73
Спирт [4]	1,03	9,2	3,5	22
Ртуть [9]	375	7	5,4	472
Оргстекло [4]	2,32	262	10	

данные  $\sigma_p$  отвечают различным временам нахождения материала под нагружением  $\tau$  или различным длинам нагружающего импульса  $l$ . Однако известно, что для твердых тел величина  $\sigma_p$  зависит от  $\tau$  [15—17]. По-видимому, аналогичную зависимость следует ожидать и для жидкостей. Этим можно объяснить различия в значениях  $\sigma_p$ , полученные для глицерина при комнатной температуре различными авторами: 6,3 мПа [6], 25 мПа [7], 48 мПа [5], 60 мПа [8], 85 мПа [10]. Для получения более полной характеристики разрушения материала, нежели  $\sigma_p$ , удобно воспользоваться энергетическим подходом [18—20] и перейти к описанию прочности материала через удельную работу  $\lambda$ , затрачиваемую на отрыв материала при отколе, где  $\lambda \sim \sigma_p^2 l = \text{const}$ . Для случая нагружения импульсом треугольной формы в акустическом приближении критерий откола имеет вид [21]

$$(6) \quad \lambda = \sigma_p^2 \delta / 6\rho c^2$$

или [19]

$$(7) \quad \lambda = 2\delta^3 \sigma_0^2 / 3\rho c^2 l^2.$$

Используя экспериментальные данные  $\rho(T)$ ,  $c(T)$ ,  $\sigma_p(T)$  [10] с учетом корректировки  $\sigma_p$  (фиг. 1, кривая 1) и предполагая, что величина  $\delta$  линейно уменьшалась с температурой между своими крайними значениями от  $13,6 \times 10^{-4}$  до  $1,8 \cdot 10^{-4}$  м, получим из формулы (6)  $\lambda(T)$  для глицерина (фиг. 2, кривая 1 — без учета затухания, кривая 2 — с учетом затухания). Как следует из фиг. 2 (кривая 2), с ростом температуры величина  $\lambda$  плавно уменьшается; аналогично ведут себя и твердые тела: медь и сталь [21], алюминиевый сплав АМГ-6 [22].

Имеющиеся данные по отколу [4, 9] позволяют по формуле (7) определить  $\lambda$  для ряда других жидкостей при комнатной температуре и заданных условиях нагружения (см. таблицу, где  $dP/dt$  — скорость изменения давления падающего импульса нагрузки,  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения). В сравнении с металлами значения  $\lambda$  жидкостей на 1—2 порядка меньше. Так, для меди  $\lambda = 3 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>2</sup>, для мягкой стали  $\lambda = 9 \cdot 10^4$  Дж/м<sup>2</sup> [19—21].

В заключение отметим, что полученные значения  $\lambda$  для жидкостей в силу сделанных упрощающих предположений следует рассматривать как оценочные, требующие дальнейшего уточнения.

Поступила 13 II 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
2. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
4. Дремин А. Н., Канель Г. И., Колдунов С. А. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.

5. Рыбаков А. П. Исследование откольных явлений в конденсированных телах.— В сб.: Критические явления. Физико-химические превращения. Черногоровка, АН СССР, 1978.
6. Bull T. H. The tensile strengths of liquids under dynamic loading.— *Philos. Mag.*, 1956, vol. 1, ser. 8, N 2.
7. Erlich D. C., Wooten D. C., Crewdson R. C. Dynamic tensile of glycerol.— *J. Appl. Phys.*, 1971, vol. 42, N 13.
8. Carlson G. A., Henry K. W. Technique for studying dynamic tensile failure in liquids: application to glycerol.— *J. Appl. Phys.*, 1973, vol. 44, N 5.
9. Carlson G. A. Dynamic tensile strength of mercury.— *J. Appl. Phys.*, 1975, vol. 46, N 9.
10. Carlson G. A., Levine H. S. Dynamic tensile strength of glycerol.— *J. Appl. Phys.*, 1975, vol. 46, N 4.
11. Kauzman W. The nature of the glassy state and the behavior of liquids at low temperatures.— *Chem. Rev.*, 1948, vol. 43, N 2.
12. Исакович М. А., Чабан И. А. Распространение волн в сильно вязких жидкостях.— *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, вып. 5.
13. Piccerelly R., Littovitz T. A. Ultrasonic shear and compressional relaxation in liquid glycerol.— *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1957, vol. 29, N 9.
14. Белинский Б. А., Лазаренко Л. М. Поглощение и дисперсия ультразвука в расплаве абетиновой кислоты.— *Акуст. журнал*, 1975, т. XXI, вып. 3.
15. Nahmaini G. Experimental investigation of scabbing produced in mild steel plates by plane stress waves.— In: *Les Ondes De Detonation*. Paris, 1961.
16. Тарасов Ю. И. Исследование зависимости времени разрушения от растягивающей нагрузки для стали и меди.— *ДАН СССР*, 1965, т. 165, № 2.
17. Альтшулер Л. В., Новиков С. А., Дивнов И. И. Связь критических разрушающих напряжений со временем разрушения при взрывном нагружении металлов.— *ДАН СССР*, 1966, т. 166, № 1.
18. Иванов А. Г., Минеев В. Н. О масштабном критерии при хрупком разрушении конструкций.— *ДАН СССР*, 1975, т. 220, № 3.
19. Иванов А. Г. Откол в квазиакустическом приближении.— *ФГВ*, 1975, № 3.
20. Иванов А. Г., Минеев В. Н. О масштабных эффектах при разрушении.— *ФГВ*, 1979, № 5.
21. Иванов М. А. Температурная зависимость удельной работы разрушения меди и стали.— *ФГВ*, 1979, № 4.
22. Батьков Ю. В., Новиков С. А. и др. Влияние температуры образца на величину разрушающих напряжений при отколе в алюминиевом сплаве АМГ-6.— *ПМТФ*, 1979, № 3.

УДК 534.222

### ВЛИЯНИЕ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА НА ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХРУПКОЙ СРЕДЫ

*В. В. Кадет, Е. Е. Ловецкий, В. И. Селяков,*

*В. К. Сироткин*

*(Москва)*

В настоящее время взрывы находят все более широкое применение в народном хозяйстве. Они, в частности, широко применяются в целях интенсификации нефтяных и газовых скважин. При этом большой интерес представляют фильтрационные свойства среды в окрестности взрыва. Необходимо отметить, что теоретическое изучение фильтрационных свойств среды является особенно важным, поскольку их экспериментальное исследование весьма затруднительно.

Однако в настоящее время практически отсутствуют работы, в которых рассчитываются фильтрационные характеристики среды после взрыва на основе физической картины воздействия камуфлетного взрыва на окружающую породу. Так, например, в работе [1] сделана попытка феноменологически описать единой зависимостью коэффициент проницаемости среды после проведения камуфлетного взрыва как в зоне дробления, так и в зоне радиальной трещиноватости. Но результаты этой работы неудовлетворительно согласуются с экспериментом [2], поскольку при рассмотрении не были учтены конкретные механизмы динамического воздействия взрыва на среду.