

неустойчивости КП, не возникает, поскольку градиент давления вблизи КП направлен от легких ПД к более плотному воздуху. После прихода отраженной УВ в объем, занятый ПД, граница нижней части области, заполненной ПД, находится в поле давления с градиентом, направленным от легкого газа к тяжелому и способствующим развитию неустойчивости (участок *AB* на рис. 3).

Размер возмущений, полученный в расчете, может не отражать истинного, так как определяется размером начального возмущения КП, равным одной ячейке разностной сетки. Однако факт развития неустойчивости этого участка КП однозначно следует из расчета. Развитие этой неустойчивости приводит к интенсивному турбулентному смешению горючих ПД с воздухом и образованию локальных объемов горючей смеси. Воспламенение и догорание этих объемов ведет к усилению УВ, возбуждаемой в воздухе при детонации, и в свою очередь создает дополнительные условия для развития неустойчивости КП и более интенсивного турбулентного перемешивания. Расчеты показывают, что на участке *BC* контактной поверхности (см. рис. 3) имеется тангенциальный разрыв скорости, который приводит к турбулентному перемешиванию и также способствует образованию смеси ПД и воздуха.

Процесс смешения ПД с воздухом в основном обусловлен взаимодействием течения за отраженной УВ с границей области, занятой ПД. При фиксированном значении *H* с ростом  $r_0$  отношение  $r_0/H$  увеличивается. В этих случаях к КП приходит сильная отраженная УВ, что ведет к интенсивному развитию неустойчивости КП и эффективному турбулентному перемешиванию ПД с воздухом, а следовательно, быстрому выделению энергии при догорании образующейся вследствие смешения горючей смеси.

При  $r_0/H > 6$  отраженная УВ оказывается слишком слабой, чтобы обеспечить сильную неустойчивость КП и быстрое смешение ПД с воздухом. Поэтому ПД не догорают или догорают очень медленно. При детонации богатых смесей в отсутствие взаимодействия УВ с поверхностью Земли можно пренебречь смешением ПД с воздухом и последующим догоранием образующейся горючей смеси. При детонации богатых смесей у поверхности Земли и  $r_0/H < 6$  необходимо учитывать смешение продуктов неполного окисления с воздухом вследствие развития гидродинамической неустойчивости КП под действием отраженной УВ и последующее догорание образующейся горючей смеси.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Brossard J., Duco J., Gobert T. e. a. Experimental study of overpressures generated by the detonation of spherical air-hydrocarbon gaseous mixtures. Proc. ENS meeting. V. 1.—Brussel, 1978.
2. Fishburn B. D. Acta Astron., 1976, 3, 4019.
3. Ждан С. А. ФГВ, 1983, 19, 1, 131.
4. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Михалкин В. И. и др. ФГВ, 1985, 21, 3, 92.
5. Mader Ch. L. Numerical Modeling of Detonation.—L.: Berkely, 1977.

Поступила в редакцию 20/VI 1986

#### О ДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ПРИ ОТКОЛЕ И ПРОБОЕ

Ю. И. Мещеряков, А. К. Диваков, В. Г. Кудряшов  
(Ленинград)

В [1] показано, что микроструктура динамически деформируемых материалов может претерпевать большие изменения уже на временах порядка сотен и даже десятков наносекунд после прохождения волнового фронта. Это значит, что построение реалистических физико-механи-

ческих моделей динамического деформирования и разрушения материалов должно базироваться на сведениях о кинетике элементарных процессов пластической деформации и разрушения.

В отличие от квазистатических испытаний, где движение элементарных носителей пластической деформации уже наблюдают *in situ*, аналогичные исследования при динамических нагружениях в настоящее время могут проводиться пока только на статистической основе. Одними из первых авторы работы [2] изучали зарождение и эволюцию микротрещин при ударном нагружении ПММА и LiF. К сожалению, метод релеевского рассеяния, примененный в [2] для исследования кинетики зарождения и роста микротрещин, может быть использован только для прозрачных материалов.

В настоящей работе также на статистической основе экспериментально исследована взаимосвязь кинетики элементарных носителей пластической деформации с характером откольной и пробойной прочности материалов (характеристика последней — скорость ударника, при которой происходил сквозной пробой мишени). Цель работы — установление соотношения между квазистатическими характеристиками откольной и пробойной прочности алюминиевых сплавов В95 пч Т2, Д16 чат и АМг-6, а также кинетикой их внутренней структуры в процессе динамического разрушения.

Испытания проводили методом высокоскоростного соударения плоских образцов в условиях одноосной деформации. Образцы нагружали ударником в диапазоне 100—300 м/с пневматической пушкой калибра 37 мм. Мишени диаметром 52 и толщиной 2 мм изготавливали из листа, тыльную поверхность полировали до зеркального блеска. Ударники из сплава Д16 т имели форму стаканчиков с высотой боковой стенки 8 мм и толщиной передней и боковой стенок 0,8 мм. Скорость полета ударника определяли измерением времени его пролета между двумя фиксированными в пространстве лазерными лучами, ориентированными перпендикулярно направлению полета.

Изучение динамической пластичности и прочности при высоких скоростях деформации ( $10^4$ — $10^8$  с<sup>-1</sup>) и, в частности, прочности плоских мишеней на откол, как правило, проводят на основе анализа пространственно-временных профилей волн нагрузки и разгрузки. Последние регистрируют различного типа быстродействующими датчиками (манганиновые, пьезокерамические, емкостные, диэлектрические и т. п.). Регистрируемое напряжение есть статистически средняя величина, предполагающая однородное динамическое деформирование или разрушение по всей плоскости мишени.

Вместе с тем, как показано в [3—6], процессы динамического деформирования и разрушения на микроуровне существенно неоднородны в пространстве скоростей. Статистический характер протекания динамических процессов на микроуровне позволяет (по аналогии с механикой жидкости и газа) использовать для характеристики этих процессов функцию распределения частиц по скоростям. В общем случае эта функция дает полную информацию о кинетике процессов на микроуровне, однако для многих практических целей вполне достаточно знать только первые два момента — среднюю скорость частиц и дисперсию или ширину распределения по скоростям. Эти характеристики можно определять одновременно в одном акте ударного нагружения образцов, если в качестве регистратора использовать лазерный дифференциальный интерферометр (ЛДИ).

Первый момент функции распределения — средняя скорость частиц — измеряется ЛДИ путем соответствующей расшифровки картины биений интерференционного сигнала. Как известно [7], принцип действия ЛДИ основан на непрерывном измерении доплеровского сдвига частоты, который приобретает зондирующий лазерный луч при его взаимодействии с движущейся поверхностью. Взаимосвязь скорости свободной поверхности с числом биений интерференционного сигнала опреде-

ляется соотношением

$$u_{с.п} = \lambda_0 / 2\tau_3 \cdot N(t), \quad (1)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны лазерного излучения;  $\tau_3$  — время сигнала в плече задержки ЛДИ;  $N(t)$  — число биений интерференционного сигнала. Коэффициент пропорциональности между скоростью и числом биений

$$u_{п.п} = \lambda_0 / 2\tau_3 \quad (2)$$

называют постоянной данного интерферометра. Эта постоянная характеризует скорость свободной поверхности, приходящуюся на одно биение интерференционного сигнала.

Другая количественная характеристика интерференционного сигнала биений состоит в его контрастности, т. е. отношении максимальной амплитуды биений, реализуемой для абсолютно монохроматического излучения, к той амплитуде, которая реализуется в интерферометре при некотором расширении спектра излучения. Степень монохроматичности отраженного от движущейся поверхности первоначально монохроматического излучения, в свою очередь, определяется характером распределения частиц этой поверхности по скоростям. Если все частицы поверхности в пределах диаметра зондирующего лазерного луча движутся с одинаковой скоростью, контрастность интерференционной картины равна единице. При наличии распределения частиц по скоростям контрастность может существенно уменьшиться и даже стать нулевой. Проведем анализ этого явления. Если излучение немонохроматично и имеет непрерывный спектр, интенсивность сигнала на выходе интерферометра записывается в виде [8]

$$Y = Q + C \cos \beta + S \sin \beta, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \beta &= \bar{k}L_{п.п}; \quad k_1 = k - \bar{k}; \quad k = 2\pi\nu/c_0; \quad Q = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k_1) dk_1; \\ C &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k_1) \cos(k_1 L_{п.п}) dk_1; \\ S &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k_1) \sin(k_1 L_{п.п}) dk_1. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $k$  — волновое число, характеризующее отраженное от поверхности мишени лазерное излучение;  $\bar{k}$  — среднее волновое число, соответствующее центральной линии спектра излучения;  $L_{п.п}$  — длина плеча задержки ЛДИ;  $\nu$  — частота излучения;  $c_0$  — скорость света;  $\Phi(k_1)$  — спектральная функция отраженного от мишени лазерного излучения. Контрастность интерференционной картины

$$I = (Y_{\max} - Y_{\min}) / (Y_{\max} + Y_{\min}) \quad (5)$$

( $Y_{\max}$  и  $Y_{\min}$  — максимальное значение амплитуды интерференционного сигнала, реализуемое при не полностью монохроматическом излучении, и его минимальное значение). Производя несложные преобразования, получим

$$I = \sqrt{C^2 + S^2} / Q. \quad (6)$$

Предполагая, что функция  $\Phi(k_1)$  имеет гауссову форму, как наиболее вероятную для описания распределения частиц по скоростям:

$$\Phi(k_1) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{k_1^2}{2\sigma_1^2} \right] \quad (7)$$

и учитывая, что в этом случае  $\Phi(k_1) = \Phi(-k_1)$ , из (4) и (6) имеем

$$I = \frac{c}{Q} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-k_1^2/(2\sigma_1^2)\right] \cos(k_1 L_{\text{пл}}) dk_1}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{k_1^2}{2\sigma_1^2}\right] dk_1}. \quad (8)$$

После вычисления интегралов получим

$$I = \exp\left[-L_{\text{пл}}^2 \frac{\sigma_1^2}{2}\right]. \quad (9)$$

Здесь  $\sigma_1$  — полуширина спектральной функции  $\Phi(k_1)$ . Используем эффект Доплера, связывающий частоту отраженного излучения  $\nu$  со скоростью частиц свободной поверхности мишени:

$$\nu = \nu_0(1 + 2u_{c.п}/c_0), \quad (10)$$

где  $\nu_0$  — частота падающего на поверхность лазерного излучения. Тогда

$$k = k_0 = 4\pi/c_0\lambda_0 \cdot (u_{c.п} - \bar{u}_{c.п}), \quad (11)$$

откуда

$$\sigma_1 = 2\pi/c_0\lambda_0 \cdot \Delta u_{c.п}. \quad (12)$$

Здесь  $\lambda_0 = c_0/\nu_0$  — длина волны лазерного излучения;  $\Delta u_{c.п}$  — полуширина функции распределения частиц свободной поверхности мишени по скоростям. На основе соотношений  $\tau_3 = L_{\text{пл}}/c_0$ ,  $u_{\text{пл}} = \lambda_0/2\tau_3$  из (9) и (12) получим связь между контрастностью интерференционной картины и шириной функции распределения частиц по скоростям:

$$I = \exp\left[-\left(\frac{\pi\Delta u_{c.п}}{u_{\text{пл}}}\right)^2/2\right]. \quad (13)$$

Из (13) следует, что контрастность резко уменьшается при  $\Delta u_{c.п} \rightarrow u_{\text{пл}}$ , т. е. когда ширина распределения сравнивается с постоянной интерферометра.

Выражение (13) использовано в настоящей работе для определения ширины распределения частиц по скоростям для мишеней, изготовленных из перечисленных выше сплавов алюминия при различной скорости нагружения. При этом контрастность определяли из интерферограмм скорости свободной поверхности как отношение амплитуды реально наблюдаемого сигнала биений к той амплитуде, которая соответствует настройке интерферометра при низкочастотных колебаниях одного из зеркал интерферометра, возбуждаемого с помощью электромеханического преобразователя.

В соответствии с выражением (13), при одной и той же величине  $\Delta u_{c.п}$  снижение  $I$  тем меньше, чем больше постоянная  $u_{\text{пл}}$ , т. е. чем короче плечо задержки. Чтобы проследить за изменением  $u_{c.п}$  вдоль фронта волны, плечо задержки интерферометра должно быть выбрано таким, чтобы на протяжении переднего фронта укладывалось несколько биений интерференционного сигнала. Если амплитуда биений вдоль фронта волны изменяется, это говорит об изменении и ширины распределения. В предельном случае, когда амплитуда биений и, соответственно, контрастность, приближаются к нулю, ширина распределения сравнивается с постоянной интерферометра.

Наглядно процесс постепенного расширения распределения частиц по скоростям на переднем фронте импульса и его последующего сужения на заднем фронте иллюстрируется на рис. 1. Из интерферограммы видно, что критического значения, равного 84,5 м/с (постоянной интерферометра в данном опыте), ширина распределения достигает при скорости свободной поверхности  $\sim 140$  м/с. Восстановленная интерферограмма, на которой контрастность сигнала биений равна единице на протя-

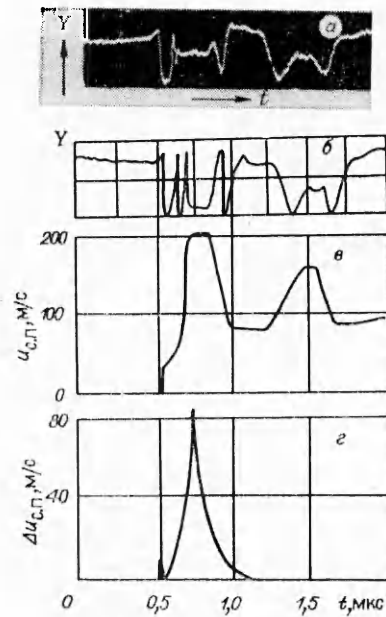


Рис. 1. Реальная интерферограмма скорости свободной поверхности при наличии распределения частиц по скоростям (а), восстановленная идеализированная интерферограмма (б), импульс скорости свободной поверхности (в) и изменение ширины распределения вдоль импульса (д) для мишени из сплава Д16.

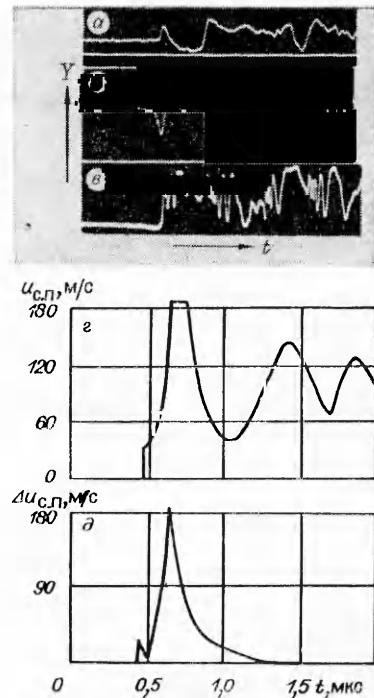


Рис. 2. Интерферограммы скорости свободной поверхности, снятые при постоянных интерферометра 500 (а), 84,5 (б) и 20,5 м/с (в) (ε — импульс скорости, δ — изменение ширины распределения).

жении всего импульса, а число биений соответствует максимальной скорости частиц на плато импульса (рис. 1, б), показывает, что процесс релаксации функции распределения частиц на плато еще не закончился к приходу заднего фронта. Поэтому на заднем фронте амплитуда биений сначала очень мала, а затем постепенно восстанавливается. Полное восстановление, включая и длительность плато импульса, происходит за 250 нс, что можно принять за время релаксации функции распределения частиц по скоростям к равновесному значению.

В тот момент, когда  $I = 0$ , распределение по скоростям может продолжать эволюционировать, хотя на интерферограмме наблюдается полный срыв биений. Чтобы проследить за дальнейшим изменением функции распределения, необходимо уменьшить плечо задержки интерферометра так, чтобы срыв биений произошел при большем  $u_{пл}$ . С другой стороны, при узких распределениях, как это имеет место, например, на упругом предвестнике, плечо задержки необходимо выбрать по возможности длиннее. К сожалению, плавное изменение  $L_{пл}$  можно реализовать только при наличии одночастотного лазера. Для He—Ne-лазеров, работающих в одномодовом (но не одночастотном) режиме, выбор длины плеча задержки определяется условиями [9]

$$L_{пл} \ll L_{рез}, \quad (14)$$

$$L_{пл} = 2nL_{рез}, \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (15)$$

где  $L_{рез}$  — длина лазерного резонатора. Несмотря на эти ограничения, плечо задержки можно менять в достаточно широких пределах, если при этом менять тип лазера. Например, для лазеров ЛГ-38, ЛГ-52-2 и ЛГ-52-3  $L_{рез} = 1,75; 1,12$  и  $0,56$  м соответственно. Кроме того, все перечисленные лазеры позволяют использовать условие (14). Если  $u_{пл}$  больше максимальной скорости свободной поверхности на плато импульса, весь им-

пульс скорости частиц описывается только частью одного биения. Сигнал биений в этом случае может напоминать по своей форме расшифрованный импульс скорости частиц. Однако для точной его расшифровки необходимо использовать формулу

$$Y_1 = Y_0 [1 + 2 \sin(2\pi u_{c.n}/u_{пл} + \delta)], \quad (16)$$

где  $Y_1$  — текущее значение амплитуды сигнала биений;  $Y_0$  — максимальное значение сигнала биений;  $\delta$  — начальная фаза.

Интерферограммы, полученные на малом плече задержки, полезны еще и в том отношении, что с их помощью существенно облегчается распознавание момента окончания упругого предвестника, начала и конца пластического фронта как на переднем, так и на заднем фронте импульса.

Для большей достоверности в расшифровке временного профиля средней скорости свободной поверхности и точности в измерении ширины распределения частиц по скоростям  $\Delta u_{c.n}$  интерферограммы в настоящих опытах снимали при нескольких значениях  $\tau_z$ . На рис. 2, а—в показаны интерферограммы скорости свободной поверхности, снятые для мишеней из сплава В95 пч Т2 при нагружении со скоростью  $\sim 170$  м/с. На рис. 2, в срыв биений происходит после четырех биений, т. е. когда скорость свободной поверхности на переднем фронте возрастает до 82 м/с, на рис. 2, б — после одного биения, т. е. при скорости 84,5 м/с. На рис. 2, а срыва не наблюдается, так как постоянная интерферометра в этом опыте много больше ширины распределения частиц по скоростям.

Как показано в [3], распределение частиц по скоростям начинается уже на упругом предвестнике волны. Для интерферограмм рис. 2, а, б ширина распределения на упругом предвестнике переднего и заднего фронтов импульса мала по сравнению с  $u_{пл}$ . Поэтому упругий предвестник здесь прописался полностью. На интерферограмме рис. 2, в резкое уменьшение амплитуды биений имеется уже на упругом предвестнике переднего фронта. Контрастность сигнала биений здесь равна 0,1, что соответствует  $\Delta u_{c.n} = 7$  м/с. Уменьшение контрастности сигнала биений, хотя и в меньшей степени, чем на переднем фронте, отчетливо наблюдается и на заднем фронте импульса. Амплитуда биений, соответствующих упругому предвестнику заднего фронта, в пять раз меньше максимальной, что отвечает  $\Delta u_{c.n} = 5$  м/с.

На рис. 2, д показано изменение ширины распределения, рассчитанного по формуле (13). Видно, что ширина распределения существенно различается на упругом предвестнике и на пластическом фронте импульса. Более того, она разная для упругих предвестников переднего и заднего фронтов. Это говорит о том, что механизмы пластической деформации на различных участках импульса нагрузки имеют различную природу. По этой причине многочисленные попытки связать скорость затухания упругого предвестника с одним каким-либо механизмом размножения дислокаций на всех участках упругопластической волны оказались неудачными [10].

Откольная скорость для всех представленных на рис. 2 интерферограмм примерно одинакова и равна  $\sim 143$  м/с. Более полные данные об ударных испытаниях сплава В95 пч Т2 с указанием средней ширины распределения частиц по скоростям на плато импульса представлены в табл. 1. Видно, что среднее значение  $u_{отк} \approx 141$  м/с, а  $\Delta u_{c.n} \approx 83$  м/с. В таблице также указано, что начиная с  $v = 160$  м/с все мишени из этого сплава полностью пробиваются ударником.

Для сплава АМг-6 свойственно довольно узкое распределение частиц по скоростям как на переднем, так и на заднем фронте импульса. На протяжении всего импульса ширина распределения остается много меньше  $u_{пл}$ . Поэтому на всех интерферограммах, снятых в диапазоне скоростей нагружения 100—300 м/с, все биения прописываются полностью как на переднем, так и на заднем фронте импульса. Из представленных на рис. 3 интерферограмм видно, что амплитуда биений

Таблица 1

Сплав	$v$ , м/с	Ширина распределения $\Delta u_{с.п}$ , м/с	$u_{отк}$ , м/с	Наличие пробоа	$u_{пл}$ , м/с
В95 пч Т2	98	27	—	—	84,5
	90	24,7	—	—	84,5
	132	25,6	—	—	84,5
	133	27,7	—	—	84,6
	160	83,3	143,5	+	41
	160	77,6	143,0	+	41
	167	84,5	142	+	84,5
	170,5	82,5	143,5	+	20,5
	172	84,5	143,5	+	20,5
	172	82,7	143,5	+	20,5
	179	84,5	137,75	+	84,5
	179	84,5	138,76	+	84,5
182	52,15	143,15	+	500	
Д16 чат	126	8,24	—	—	41
	160	21,7	122	—	500
	165	21,73	122; 25	—	81,8
	165	21,7	120	—	500
	177,8	17,4	123	—	41
	211	23,2	123	—	500
	220	22,8	122,7	—	81,8
АМг-6	73	0	—	—	84,5
	125	8,15	—	—	84,5
	136	10,5	—	—	84,5
	174	22,15	102,5	—	84,5
	190	22,0	102,0	—	84,5
	211	22,54	102,0	—	84,5
	293	28,8	102,5	—	84,5

П р и м е ч а н и е.  $v$  — скорость ударника,  $u_{отк}$  — откольная скорость, + соответствует пробою.

изменяется на протяжении импульса, как это имело место и для сплава В95 пч Т2. В этом материале ширина распределения достигает наибольшего значения в середине переднего фронта. К началу заднего фронта она вновь уменьшается, что свидетельствует о том, что за время длительности плато импульса происходит частичная релаксация функции распределения частиц по скоростям к равновесному состоянию. Из данных табл. 1 для сплава Д16 чат следует, что, несмотря на некоторый разброс в  $\Delta u_{с.п}$  от образца к образцу, величина  $u_{отк}$  практически не зависит от  $\Delta u_{с.п}$  и от скорости нагружения. В исследованном диапазоне скоростей нагружения характерно отсутствие сквозного пробоа образцов, хотя пластическая деформация в месте крепления мишени к обойме весьма значительна.

Сплав Д16 чат как по ширине распределения, так и по величине откольной прочности занимает промежуточное положение между АМг-6 и В95 пч Т2. Типичные интерферограммы представлены на рис. 4. Соответствующие данные, полученные при ударных испытаниях сплава Д16 чат, представлены в табл. 1.

В соответствии с анализом [11], расстояние, на котором волна становится стационарной, примерно в 5 раз превышает пространственную протяженность фронта волны. В данных экспериментах длительность переднего фронта импульса при нагружении образцов со скоростью 200 м/с составила  $\sim 80$ — $100$  нс в зависимости от типа материала, что соответствует пространственной протяженности 0,5—0,6 мм. Согласно критерию Блэнда, стационарным такой фронт станет на глубине 3 мм. Так как во всех наших опытах толщина мишеней составляла 2 мм, можно утверждать, что пластический фронт импульса сжатия не достигал стационарной формы. Измерения ширины распределения, проведенные



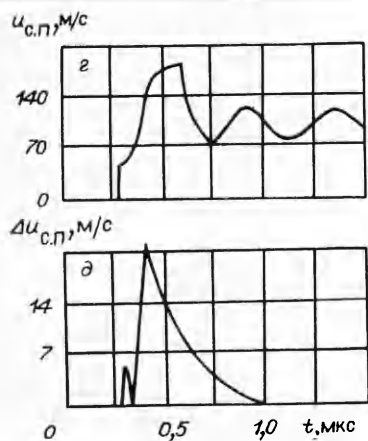
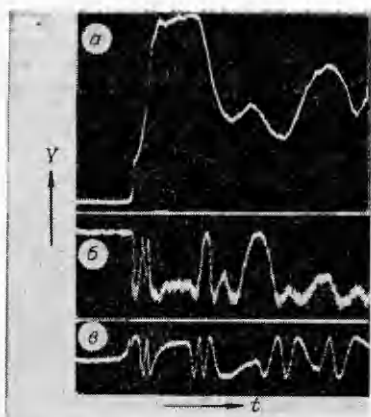


Рис. 3. Интерферограммы скорости свободной поверхности для сплава Д16 зат, снятые при  $u_{пл} = 500$  (а), 84,5 (б) и 41 м/с (в) (э — импульс скорости свободной поверхности,  $\partial$  — изменение ширины распределения).

ческого фронта происходит у разных материалов с разной скоростью. Этот вывод иллюстрируется рис. 5. Видно, что в исследованном диапазоне скоростей нагружения  $\Delta u_{с.п.}$  у сплава В95 пч Т2 наибольшая из исследованных материалов.

Сопоставление откольной прочности  $\sigma_{отк}$  исследуемых материалов с характеристиками их квазистатической прочности  $\sigma_{ст}$  сделано в табл. 2. Видно, что  $\sigma_{отк}$  коррелирует с  $\sigma_{ст}$ : чем последняя выше, тем больше откольное напряжение материала. Однако у исследованных материалов возрастание динамической прочности по сравнению со статической различно. Наибольшее различие наблюдается у материала с наиболее узкой функцией распределения частиц по флорестям. В [3, 4] показано, что чем уже распределение, тем большую зависимость механических свойств от скорости деформации он проявляет. Настоящими исследованиями, таким образом, установлено, что и прочностные свойства материалов существенно зависят от характера распределения частиц по скоростям при динамическом нагружении. В сплаве АМг-6, обладающим наиболее узким распределением по скоростям,  $\sigma_{отк}$  почти в 5 раз выше  $\sigma_{ст}$ , в то время как в сплаве В95 пч Т2 это превышение составляет 2,7 раза.

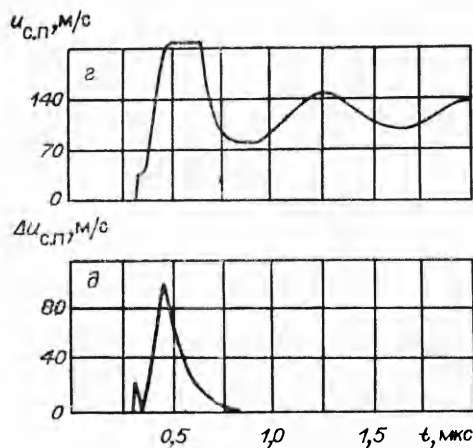
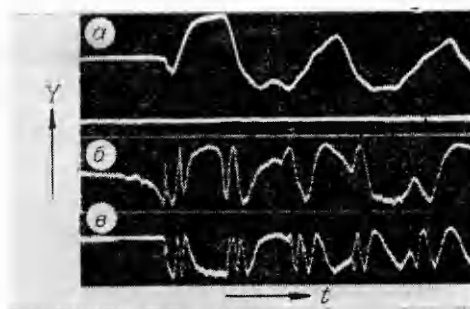


Рис. 4. Интерферограммы скорости свободной поверхности для сплава АМг-6, снятые при  $u_{пл} = 500$  (а), 84,5 (б) и 41 м/с (в) (э — импульс скорости свободной поверхности,  $\partial$  — изменение ширины распределения).

в настоящих опытах, показали, что в нестационарных волновых фронтах изменение ширины распределения вдоль пласти-

Таблица 2

Сплав	$\sigma_{ст}$ ГПа	$\sigma_{отк}$ ГПа	$\frac{\sigma_{отк}}{\sigma_{ст}}$	Наличие трещин
В95 пч Т2	0,456	1,23	2,7	+
Д16 зат	0,364	1,05	2,89	—
АМг-6	0,188	0,88	4,68	—



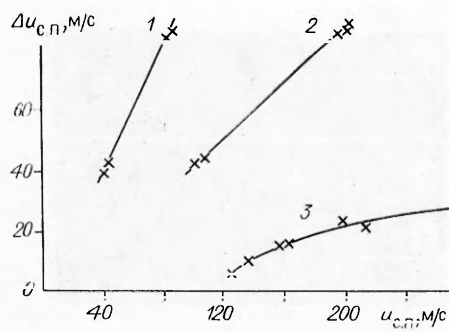


Рис. 5. Зависимости ширины распределения от скорости свободной поверхности для сплавов В95 пч Т2 (1), Д16 чат (2) и АМг-6 (3).

Но наиболее отчетливо взаимосвязь статических свойств внутренней структуры с динамической прочностью материала проявляется при рассмотрении сопротивляемости пробою. Наименее прочным в этом смысле оказался материал,

у которого самое широкое распределение, т. е. сплав В95 пч Т2, хотя квазистатическая прочность у этого материала наибольшая. Это обстоятельство, на наш взгляд, связано с тем, что широкое распределение микропотоков материала по скоростям предполагает более легкое проскальзывание их относительно друг друга, что приводит к локализации сдвиговой деформации в местах проскальзывания, образованию цепочек микропор на границах микропотоков и, в конечном итоге, разрушению материала в форме пробы. Об образовании указанных цепочек микропор, ориентированных в направлении распространения волны, указывалось в работах [5, 6].

На основании проведенных испытаний можно сделать следующие выводы.

При одинаковых условиях ударного нагружения исследованные сплавы обладают различными по ширине распределениями частиц по скоростям и скоростями изменения ширины распределения на нестационарных пластических фронтах.

Имеется корреляция прочности на откол с квазистатической прочностью материала: чем последняя выше, тем выше прочность на откол.

Превышение динамической прочности на откол над квазистатической тем больше, чем уже распределение по скоростям.

Имеется корреляция прочности на пробой с характером распределения частиц по скоростям: чем последнее шире, тем ниже прочность на пробой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Murr L. E., Moin E., Wongwiwat K. e. a. Scripta Metallurgica, 1978, 12, 425.
2. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Воловец Л. Д. и др. ЖТФ, 1981, 51, 7, 1506.
3. Диваков А. К., Мещеряков Ю. И., Фадисенко Л. П. ЖТФ, 1983, 53, 10, 2050.
4. Диваков А. К., Мещеряков Ю. И., Фадисенко Л. П. ПМТФ, 1984, 1, 123.
5. Мещеряков Ю. И., Диваков А. К. ЖТФ, 1985, 55, 3, 591.
6. Лихачев В. А., Мещеряков Ю. И., Андреев Ф. П. и др. Изв. вузов. Физика, 1984, 6, 123.
7. Barker L. N. Symp. on high dynamic Pressure.— Paris, 1967. p. 369—382.
8. Матвеев А. И. Оптика.— М.: Высшая школа, 1985.
9. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С. и др. ЖТФ, 1973, 49, 9, 194.
10. Johnson J. N., Jones O. E., Michaels T. E. J. Appl. Phys., 1970, 41, 6, 2330.
11. Bland D. B. J. Inst. of Math. and its Applications, 1965, 1, 56.

Поступила в редакцию 3/VII 1986,  
после доработки — 23/IX 1986