

## ПОРОГОВЫЕ РЕЖИМЫ И МИКРОМЕХАНИЗМЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Ю.И. Мещеряков<sup>1\*</sup>, А.К. Диваков<sup>1</sup>, Н.И. Жигачева<sup>1</sup>, Б.К. Барахтин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем машиноведения РАН, В.О. Большой пр.61, Санкт-Петербург, 199178, Россия

<sup>2</sup>ЦНИИ конструкционных материалов «Прометей», Шпалерная ул. 49, Санкт-Петербург, Россия

\*email: ym38@mail.ru

**Аннотация.** Найдены условия резонансного взаимодействия нагружающего импульса и поляризованной дислокационной структуры: (1) равенство периода поляризованной дислокационной структуры и ширины фронта волны; (2) равенство локальной (на мезоуровне) и макроскопической скорости деформации. Ударные испытания алюминиевого сплава Д16 в диапазоне скоростей  $30 \div 450$  м/с показали, что максимальная откольная прочность материала реализуется для скорости деформации, при которой оба условия резонансного взаимодействия выполнены одновременно. Результатом взаимодействия является образование деформационных структур мезоскопического масштаба, выявленных металлографией и рентгеноструктурными исследованиями.

### 1. Введение

Известно, что при силовом нагружении твердого тела окончательному разрушению предшествует стадия скрытого разрушения. Интегральными макроскопическими характеристиками скрытой стадии разрушения, используемыми в теории, являются так называемые параметры «сплошности» [1] или «повреждаемости» [2]. К сожалению, обе характеристики не являются критериальными, т.е. не дают определения пороговым режимам и критериям процесса разрушения. Под «пороговыми» понимаются такие соотношения, при выполнении которых качественно изменяется макроскопический отклик материала на нагружение и одновременно изменяется характер протекания элементарных процессов на микроуровне. Известные на настоящий момент модели разрушения оперируют с эволюционными соотношениями для параметра повреждаемости. Вместе с тем, отсутствие критериальных (пороговых) соотношений при ударном нагружении делает теоретические подходы неконструктивными в части описания реального поведения материала.

В настоящей работе, с целью определения пороговых характеристик динамического деформирования, выполнен теоретический анализ различных режимов энергообмена между масштабными уровнями. Решена задача о распространении упругопластической волны в неоднородном материале, динамическое деформирование которого осуществляется одновременно на двух масштабных уровнях. На макроскопическом уровне движение деформируемой среды описывается через среднюю массовую скорость, в то время как на мезоскопическом уровне – через дисперсию массовой скорости, которая в рассматриваемом случае является количественной характеристикой неоднородного (хаотического) движения элементарных носителей деформации на этом уровне. В результате получен критерий

перехода материала в структурно-неустойчивый режим динамического деформирования, который можно рассматривать как структурный переход, реализуемый при определенном соотношении между скоростью изменения дисперсии и средней массовой скоростью.

Соотношение между скоростью деформации на мезоуровне и макроуровне оказывается решающим при реализации так называемого «индуцированного шумом перехода», пороговая величина для которого получена на основе динамики дислокаций. Найдены условия резонанса между периодом поляризованной мезоструктурой и длительностью фронта нагружающего импульса.

Сопоставление полученных из теории пороговых характеристик с реальным поведением материала проведено на основе ударных испытаний алюминиевого сплава Д16. Ударные испытания сплава Д16 в диапазоне скоростей ударника  $30 \div 450$  м/с проводили в условиях одноосной деформации (плоское соударение). Отличительной особенностью опытов по одноосной деформации является то, что за один акт ударного нагружения удастся определить одновременно несколько характеристик процесса динамического деформирования. В частности, одной из наиболее информативных характеристик одноосного деформирования является временной профиль скорости свободной поверхности мишени. В настоящих экспериментах временной профиль скорости регистрировали с помощью двухканального дифференциального интерферометра по методике [3,4]. Эта методика, помимо средней скорости  $u(t)$ , позволяет регистрировать вариацию массовой скорости  $D(t)$  (корень квадратный из дисперсии скорости  $D^2$ ).

Следует отметить, что регистрируемая интерферометрическим методом информация о движении свободной поверхности мишени, ограничена областью мишени в пределах лазерного пятна интерферометра. В нашем случае диаметр лазерного пятна, сфокусированного на поверхность мишени, составлял  $60 \div 70$  мкм. Это означает, что регистрируемый отклик мишени на ударное нагружение – временной профиль скорости свободной поверхности мишени – относится к мезоскопическому масштабному уровню, и он может отличаться от результатов, получаемых при макроскопической регистрации скорости свободной поверхности мишени, например, с помощью кварцевых датчиков давления или емкостных датчиков скорости. Для подтверждения данного тезиса в работе проведено экспериментальное исследование процесса затухания упругого предвестника в сплаве Д16 при регистрации скорости свободной поверхности мишени двумя способами – с помощью кварцевых датчиков и с помощью скоростного интерферометра.

Для выяснения связи указанных характеристик с физическими механизмами динамического деформирования выполнены детальные микроструктурные и рентгеноструктурные исследования образцов, подвергнутых ударному нагружению при скоростях деформации  $10^4 \div 10^7$  с<sup>-1</sup>. Эти исследования показали, что при некоторой скорости деформации, соответствующей полученному в работе критерию структурного перехода, начинается динамическая рекристаллизация сплава при одновременном росте скорости диссипации энергии, т.е. имеет место структурный переход. В разделе 3 указанный структурный переход теоретически анализируется с позиции так называемого индуцированного шумом фазового перехода, и определяются условия его реализации в динамически деформируемом гетерогенном материале.

## 2. Мезо-макро энергообмен

В соответствии с классификацией, предложенной Дьюоллом [5], существует три типа затухания ударных волн в твердом теле: (1) геометрическое затухание, (2) гидродинамическое затухание и (3) «максвелловское» затухание.

Первый тип затухания связан с пространственной геометрией фронта ударной волны. Для сферических волн затухание пропорционально  $1/r^2$ , для цилиндрических волн затухание пропорционально  $1/r$  и для плоских волн затухание не зависит от расстояния.

Гидродинамическое затухание является следствием того, что задний фронт импульса сжатия распространяется с большей скоростью, чем передний. Это связано с тем, что задний фронт движется в материале, который претерпел предварительное сжатие при прохождении переднего фронта. Для коротких треугольных импульсов это приводит к «срезанию» вершины импульса, т.е. к его затуханию.

Наконец, «максвелловское» затухание (по терминологии Дьюолла) является следствием диссипативных процессов, проходящих при динамическом деформировании твёрдого тела.

Кроме перечисленных типов затухания волн, которые имеют место и в однородных средах, в неоднородной среде появляется дополнительный тип затухания, который вызван скоростной неоднородностью движения частиц - так называемое «флюктуативное» затухание. Экспериментальные исследования ударно-волнового поведения структурно-неоднородных материалов показывают [6,7], что при определенном значении дисперсии массовой скорости  $D^2 = \langle \Delta v \Delta v \rangle$  и скорости её изменения величина средней массовой скорости частиц резко уменьшается. Процесс распространения ударной волны в гетерогенной среде является типичным примером взаимодействия внешнего шума (здесь под шумом понимаются флуктуации массовой скорости) и некоторой динамической переменной, роль которой в данном случае играет средняя массовая скорость частиц среды. Уменьшение средней скорости частиц в ударной волне за счет флюктуативного затухания может быть описано в терминах структурного перехода в нелинейных системах, инициированного шумом, причем роль шума в данном случае играет хаотическое распределение частиц по скоростям, количественно характеризуемое дисперсией скорости частиц.

Специфика динамического деформирования заключается в том, что в реальном масштабе времени имеют дело не со *статистически распределенными величинами смещений* деформируемой среды, как это имеет место при квазистатическом деформировании, а с *распределением частиц среды по скоростям*. Это распределение в первом приближении количественно характеризуется двумя статистическими моментами функции распределения по скоростям  $f(r, v, t)$  - средней массовой скоростью  $u(t)$  и дисперсией скорости  $D^2(t)$ . На разных масштабных уровнях, как само распределение по скоростям, так и его статистические моменты, могут иметь разное значение, а времена релаксации функции распределения по скоростям к равновесному значению могут отличаться на порядки.

Применяемая в настоящих экспериментах методика контролирует протекание динамических процессов на двух масштабных уровнях – мезоуровне и макроуровне. Количественной характеристикой стохастичности процессов динамического деформирования на мезоуровне является дисперсия массовой скорости  $D^2 / 2 = \langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2$ , в то время как на макроуровне отклик среды на ударное нагружение характеризуется профилем скорости свободной поверхности мишени  $u_{fs}(t)$  или профилем средней массовой скорости  $u(t) = \frac{1}{2} u_{fs}(t)$ .

Для неравновесных стохастических систем, таких как динамически деформируемая гетерогенная среда, дефект средней скорости и дисперсия скорости не являются независимыми величинами. Между текущим значением дефекта средней скорости  $\Delta u$  и дисперсией  $D^2$  выполняется следующее соотношение,

устанавливающее закон энергообмена между мезоскопическим и макроскопическим масштабными уровнями:

$$\Delta u(x, t) = u(x_0, t) - u(x, t) = -\frac{1}{2} \frac{\partial(D^2)}{\partial u}. \quad (2.1)$$

Здесь  $u(x, t)$  - это текущее значение массовой скорости и  $u(x_0, t)$  - значение массовой скорости в исходном состоянии. Закон мезо-макро энергообмена в форме (2.1) был впервые выявлен в процессе экспериментов по ударному нагружению сталей [8-10]. Это оказалось возможным благодаря одновременной регистрации средней скорости и дисперсии скорости в течение одного акта ударного нагружения. [3,4]. Сравнительно недавно соотношение (2.1) было получено на основе неравновесной статистической механики и самосогласованной нелокальной теории процессов переноса в гетерогенных средах [11-13]. Сходные соотношения были ранее получены при описании стохастических процессов в плазме заряженных частиц [14,15].

В том случае, если массовая скорость измеряется на плато импульса сжатия, дефект скорости равен

$$\Delta U = (U_{y0} - U_{fs}^{\max}). \quad (2.2)$$

При симметричном соударении ударника и мишени, когда акустические импедансы ударника и мишени равны ( $\rho_l^{y0} C_l^{y0} = \rho_l^m C_l^m$ ), массовая скорость среды равна половине

скорости свободной поверхности мишени:  $u(x_0, t) = \frac{1}{2} U_{y0}$ . В идеальном случае, в

соответствии с правилом удвоения скорости при выходе ударной волны на свободную поверхность, массовая скорость связана со скоростью свободной поверхности соотношением  $U_{fs} = 2u$ . В итоге дефект скорости на плато импульса сжатия равен нулю:  $\Delta U = (U_{y0} - U_{fs}^{\max}) = 0$ . В действительности, вследствие явления мезо-макро энергообмена, происходит уменьшение скорости на плато импульса сжатия, так что значение дефекта скорости оказывается уменьшенным:

$$\Delta U = U_{y0} - U_{fs}^{\max} = -\frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}, \quad (2.3)$$

где правая часть определяет интенсивность мезо-макро энергообмена. Соотношение (2.3) показывает, каким образом флуктуации скорости на мезоуровне, количественно характеризуемые дисперсией массовой скорости, приводят к изменению средней массовой скорости среды. При этом движение волнового фронта в гетерогенной среде можно представить как суперпозицию двух мод движения - движение приблизительно прямолинейного фронта со средней скоростью и случайные движения вокруг среднего значения скорости как результат действия флуктуационных полей внутренних напряжений. Следует отметить, что воздействие случайных полей напряжений на процесс динамического деформирования существенно не только на мезоуровне, но и на дислокационном уровне. Как показано в [16], воздействие случайных полей напряжения приводит к изменению эффективной вязкости, определяющей среднее движение дислокаций в кристалле. Иными словами, на дислокационном уровне деформирования также существует связь между изменением дисперсии скорости дислокаций и средней скоростью их движения.

Уравнение (2.1) можно переписать в следующем виде:

$$\Delta u = D \frac{dD / dt}{du / dt}. \quad (2.4)$$

В том случае, если выполняется равенство

$$\frac{dD}{dt} = \frac{du}{dt}, \quad (2.5)$$

т.е., если скорость изменения вариации массовой скорости равна скорости изменения средней скорости частиц среды (т.е. ускорению), то дефект скорости равняется самой вариации скорости:

$$\Delta u = D. \quad (2.6)$$

В случае одноосной деформации соотношение (2.3) может быть записано в терминах деформации и скорости деформации, если правую и левую части разделить на скорость распространения волны  $C_0$ :

$$\frac{\Delta u}{C_0} = \frac{D}{C_0} \frac{\dot{D} / C_0}{\dot{u} / C_0}, \quad (2.7)$$

или

$$\Delta \varepsilon_{mc} = \varepsilon_D \frac{\dot{\varepsilon}_D}{\dot{\varepsilon}_{mc}}. \quad (2.8)$$

Здесь  $\Delta \varepsilon_{mc}$  - это та доля макроскопической деформации, которая является следствием энергообмена между мезо- и макроуровнями,  $\varepsilon_D$  и  $\dot{\varepsilon}_D$  - это локальная деформация (на мезоуровне) и скорость деформации на мезоуровне, соответственно,  $\varepsilon_{mc}$  и  $\dot{\varepsilon}_{mc}$  - деформация и скорость деформации на макроуровне. При условии

$$\dot{\varepsilon}_{mc} = \dot{\varepsilon}_D, \quad (2.9)$$

т.е. когда скорость деформации на мезоуровне равна скорости деформации на макроуровне, все изменение деформации на макроуровне, как результат мезо-макро энергообмена, определяется величиной деформации на мезоуровне:

$$\Delta \varepsilon_{mc} = \varepsilon_D. \quad (2.10)$$

В ударных экспериментах по одноосной деформации непосредственно измеряемыми величинами являются не скорость деформации, а скорость свободной поверхности  $U_{fs}^{\max}$ , дефект скорости  $\Delta U$  и вариация скорости  $D$ . Вместе с тем, физический смысл протекающих при этом процессов легче понять из выражения (2.9), которое является условием равенства локальной скорости деформации на мезоуровне и макроскопической скорости деформации. Выражение (2.10) отражает равновесный режим мезо-макро энергообмена, при котором изменение энергии и импульса в

процессе динамического деформирования, определяется деформацией мезоуровня. В этом случае деформация на мезоуровне полностью определяется локальными смещениями, которые вызываются пульсациями массовой скорости. Наличие дисперсии массовой скорости свидетельствует о протекании релаксационных процессов на мезоуровне, последствием которых является деформация  $\varepsilon_D$ . Как показывает эксперимент, именно в условиях равновесного режима (2.5) реализуется максимальная для данного материала динамическая прочность [17].

Соотношение (2.1), связывающее дефект скорости и дисперсию, отражает текущий характер мезо-макро энергообмена - *обратимое флюктуативное затухание*. С другой стороны, смещения среды, вызываемые пульсациями скорости, имеют вполне конечные временной и пространственный масштабы. В случае динамического деформирования это означает, что на раскачку пульсаций скорости требуется некоторое время, которое определяется нелокальным характером процессов пластического деформирования. В такой ситуации, по аналогии с элементарным актом разрушения в механике разрушения [18,19], можно провести осреднение процесса мезо-макро энергообмена в следующем виде:

$$\int_{t-\tau}^t \left( \frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u} \right) ds \leq \Delta u \tau, \quad (2.11)$$

где  $\tau$  - это время осреднения, которое может рассматриваться как «инкубационное время» процесса мезо- макро энергообмена. Величина в правой части – это среднее смещение  $\Delta u \tau$ , которое создается пульсациями с дисперсией  $D^2$  за время  $\tau$ . В случае равновесного режима энергообмена, когда выполняется соотношение (2.4), критерий (2.11) преобразуется к виду:

$$\int_{t-\tau}^t D(s) ds \leq \Delta U_{кр} \tau, \quad (2.12)$$

где величина  $\Delta U_{кр}$  - это критическое значение дефекта скорости, соответствующее элементарному смещению частиц среды  $\Delta U_{кр} \tau$ . Умножив обе части соотношения (2.12) на акустический импеданс деформируемой среды  $\rho C_l$ , получим:

$$\rho C_0 \int_{t-\tau}^t D(s) ds \leq \Delta \sigma \tau, \quad (2.13)$$

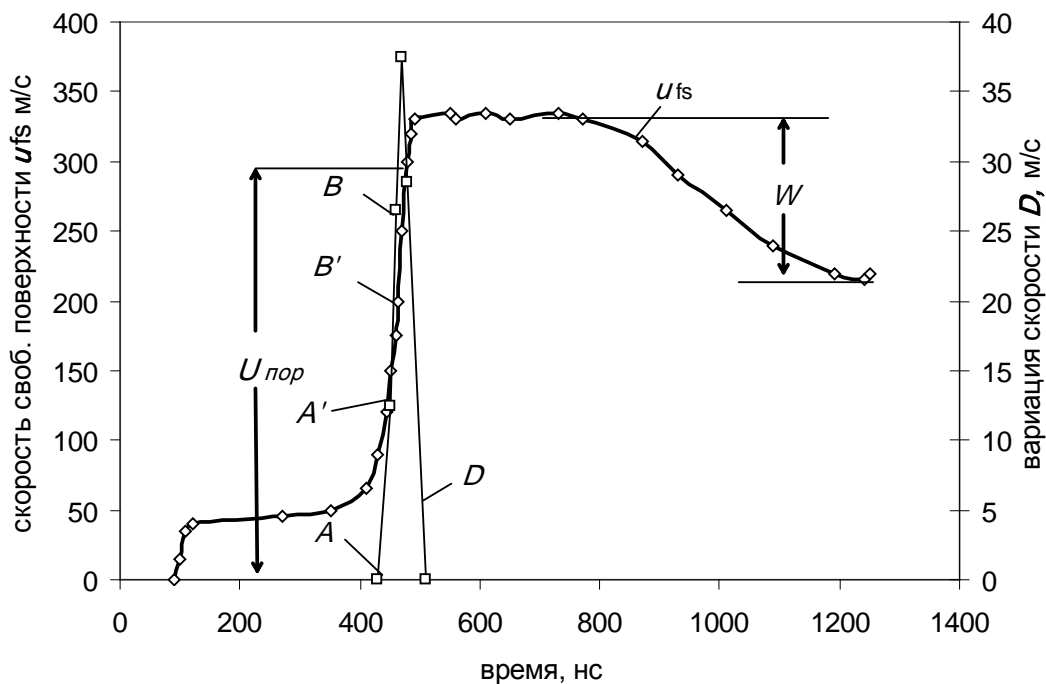
где правая часть

$$\Delta \sigma \tau = \rho C_0 \Delta U \tau \quad (2.14)$$

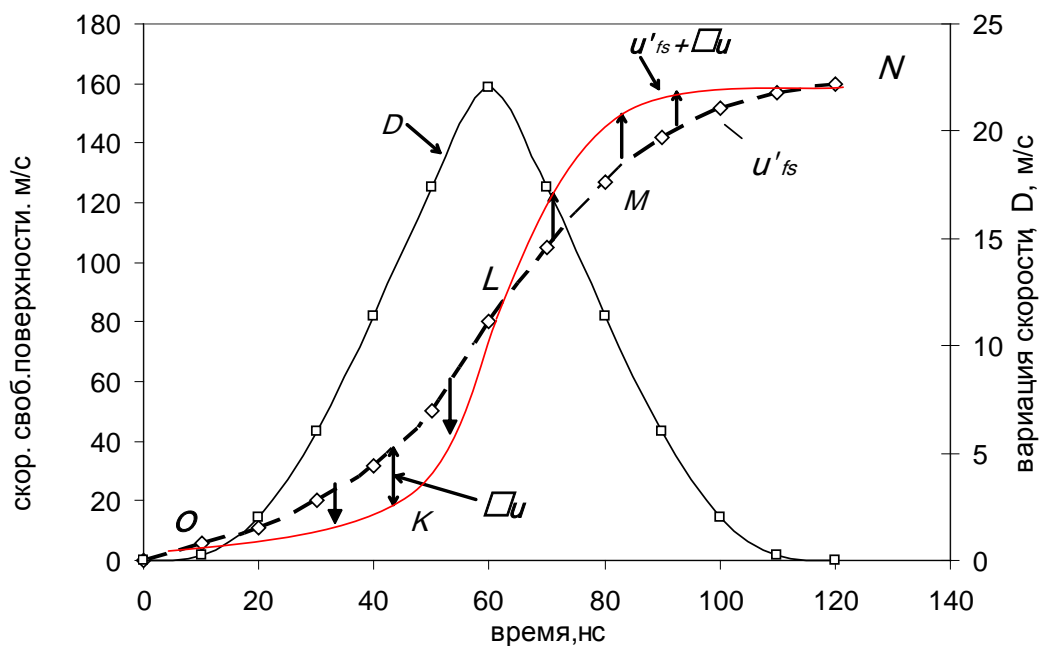
- это количество движения (импульс), передаваемое на деформируемому материалу в течение инкубационного времени.

Наличие распределения частиц по скоростям на мезоуровне еще не означает образование дефектов структуры и зарождение несплошностей мезоскопического масштаба. На рис. 1 представлен временной профиль скорости свободной поверхности в 15 мм мишени из сплава Д16, нагруженной при скорости ударника 370 м/с. Как видно из рис.1, в случае стационарного пластического фронта дисперсия скорости достигает

своего максимального значения в середине фронта и к концу фронта становится равной нулю. Это означает, что пульсации скорости мезоскопического масштаба, количественно характеризуемые величиной дисперсии по скоростям, *обратимы* и существуют только в пределах стационарного пластического фронта, осуществляя перенос количества движения и энергии с макроуровня на мезоуровень и обратно. Качественная картина обратимого мезо-макро энергообмена представлена на рис. 2.



**Рис. 1.** Временной профиль скорости свободной поверхности и вариации скорости в мишени толщиной 15 мм из алюминиевого сплава Д16 при скорости ударника 370 м/с.



**Рис. 2.** Качественная картина обратимого обмена импульсом между макроуровнем и мезоуровнем.

В соответствии с выражением (2.1), во время первой половины пластического фронта идет перекачка импульса с макроуровня на мезоуровень (амплитуда пульсаций скорости и, соответственно дисперсия, возрастают), в то время как во второй половине фронта протекает обратный процесс – перекачка импульса с мезоуровня на макроуровень. Пунктирной линией обозначен пластический фронт без учета обмена импульсом между мезоуровнем и макроуровнем. При этом, если величина скорости свободной поверхности на вершине пластического фронта равна скорости ударника при симметричном соударении ( $\Delta U = (U_{yo} - U_{fs}^{\max}) = 0$ ), крупномасштабные пульсации скорости не отбирают импульс и энергию. Аналогичная ситуация, как известно, наблюдается в турбулентной жидкости, где крупномасштабные пульсации не поглощают энергии, т.е., обратимы, и участвуют только в переносе импульса [20].

### 3. Резонансное взаимодействие структуры с ударной волной

Математически процессы взаимодействия внешнего шума с динамическими переменными процесса эволюции нелинейной системы описываются известной эволюционной моделью [21]

$$\dot{X}(t) = \lambda(t)X(t) - X^2(t). \quad (3.1)$$

Случайный параметр  $\lambda(t)$  характеризует влияние внешних условий на рассматриваемую нелинейную систему. Он состоит из двух частей, одна из которых  $\lambda_0$  регулярная, в то время как другая,  $\xi(t)$  - случайная:

$$\lambda = \lambda_0 + D\xi(t). \quad (3.2)$$

В качестве примера взаимодействия нелинейной системы с внешним шумом рассмотрим процесс распространения ударных волн в структурно-неоднородной среде. В качестве структурно-неоднородной среды можно рассмотреть среду с дислокациями, используя уравнение Орована для пластической деформации:

$$\varepsilon = B \rho l. \quad (3.3)$$

Здесь  $\rho$  - это плотность подвижных дислокаций,  $l$  - их средний пробег и  $B$  - значение вектора Бюргерса дислокации. Дифференцирование этого уравнения по времени дает

$$d\varepsilon/dt = B l (d\rho/dt) + B \rho (dl/dt). \quad (3.4)$$

В соответствии с динамикой дислокаций, скорость изменения плотности дислокаций  $d\rho/dt$  определяется следующим уравнением [22]:

$$d\rho/dt = \alpha \rho - \beta \rho^2. \quad (3.5)$$

Параметр  $\alpha$  характеризует скорость рождения дислокаций,  $\beta$  - это коэффициент, который учитывает стопорение или аннигиляцию дислокаций. В случае одноосного нагружения деформация может быть записана в следующем виде:

$$\varepsilon = dU/dX = dU/dt / dX/dt = u / C_p, \quad (3.6)$$



где  $U$  - это смещение,  $u$  - средняя массовая скорость и  $C_p$  - скорость ударной волны. В случае стационарных пластических волн  $C_p = \text{const}$  и скорость деформации равна:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{C_p} \frac{du}{dt}. \quad (3.7)$$

Объединяя (3.5) - (3.7), получим:

$$\frac{du}{dt} = C_p B \frac{dl}{dt} + \alpha u - (u^2) \beta / B l C_p. \quad (3.8)$$

Если пробег частиц является постоянной величиной, уравнение (3.8) принимает вид, который совпадает с эволюционной моделью [21]:

$$\frac{du}{dt} = \alpha u - \chi u^2, \quad (3.9)$$

где  $\chi = \beta / B l C_p$ . В этом уравнении величина  $\alpha$  характеризует макроскопическую скорость деформации, в то время как  $1/\alpha$  имеет смысл времени макроскопической эволюции нелинейной системы, описываемой уравнением (3.9). В рассматриваемом случае распространения волны в гетерогенной среде,  $\tau_{\text{макро}} = 1/\alpha$  - это длительность фронта волны, в то время как  $1/\chi$  - это расстояние, на котором происходит аннигиляция частиц разного знака. Решение уравнения (3.9) имеет вид:

$$u = u(0) e^{\alpha t} \left\{ 1 + u(0) [e^{\alpha t} - 1] \right\}^{-1}. \quad (3.10)$$

При  $\alpha = 0$  система претерпевает фазовый переход второго рода. Изменения состояния среды, в которой распространяется ударная волна, воздействуют на нелинейную систему «ударная волна плюс структурно-неоднородная среда» через параметр  $\alpha$ . Для того, чтобы учесть это воздействие, параметр  $\alpha$  по аналогии с (3.2) представляем в виде суммы

$$\alpha(t) = \alpha + D\xi(t), \quad (3.11)$$

где  $\alpha$  - среднее значение скорости деформации,  $\xi(t)$  - случайная компонента скорости деформации, а  $D$  характеризует интенсивность этой компоненты. Включение случайной компоненты  $\xi(t)$  в уравнение (3.9) превращает это уравнение в стохастическое дифференциальное уравнение

$$du = (\alpha u - \chi u^2) dt + D u \cdot dW. \quad (3.12)$$

Решение этого уравнения ищется в вероятностной форме по методике, изложенной в [23]. Для отыскания плотности вероятности рассматриваемого события (фазового перехода) используется уравнение Фоккера-Планка, соответствующее стохастическому уравнению (3.12):

$$\frac{d}{dt} f(u,t) = - \frac{\partial}{\partial u} \left[ (\alpha u - \chi u^2 + \frac{D^2}{2} u) f(u,t) \right] + \frac{D^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial u^2} [u^2 f(u,t)]. \quad (3.13)$$

Экстремумы плотности вероятности определяют положение точки фазового перехода. Они могут быть найдены из уравнения:

$$\alpha u - \chi u^2 - (D^2 / 2) u = 0, \quad (3.14)$$

имеющего два корня:

$$1). \quad u_{m1} = 0; \quad 2). \quad u_{m2} = \frac{1}{\chi} \left( \alpha - \frac{D^2}{2} \right). \quad (3.15)$$

Первый корень означает, что плотность вероятности имеет экстремум при нулевом значении средней массовой скорости частиц. В рассматриваемом случае распространения ударной волны в некоторой среде этот случай не представляет интереса, так он соответствует неподвижному состоянию точек среды. Второй корень соответствует ненулевой скорости частиц среды, которая реализуется при определенном соотношении между параметрами  $\alpha$ ,  $\chi$  и  $D^2$ . При условии  $\alpha = D^2/2$  имеет место бифуркационный переход между нулевым и конечным значениями массовой скорости.

Определим физический смысл интенсивности внешнего шума, под которой понимается дисперсия скорости  $D^2$ . С этой целью заметим, что в уравнении Фоккера-Планка (3.11) первый диффузионный коэффициент равен:

$$F_1 = \alpha u - \chi u^2 + \frac{D^2}{2} u. \quad (3.16)$$

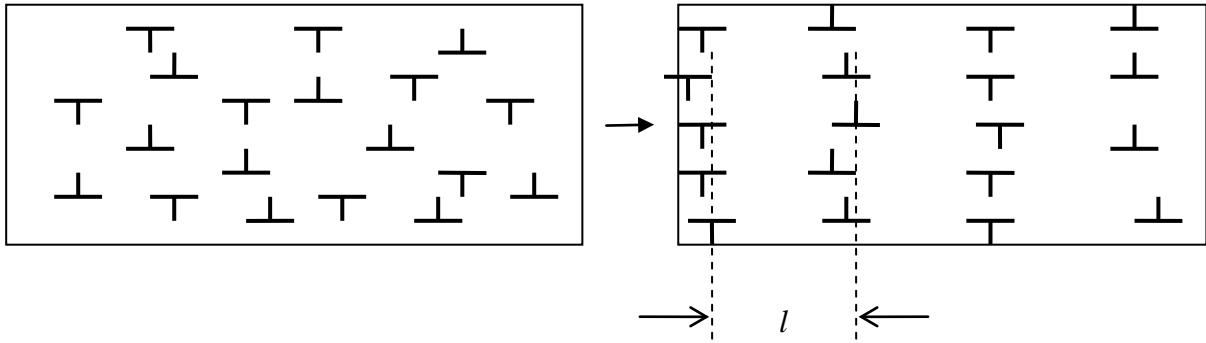
Резонансное условие  $\alpha = \chi u$  означает, что пространственный масштаб макроскопической эволюции системы  $u/\alpha = u \tau_{fp}$  совпадает со средним пробегом дислокаций  $l_{мз} = 1/\chi = B l_d C_p / \beta$ :

$$l_{мз} = \tau_{fp} u. \quad (3.17)$$

В соответствии с современными представлениями о физической природе мезоскопического масштабного уровня деформирования [24], в условиях больших деформаций происходит пространственная поляризация дислокационной структуры. Под действием поля напряжений первоначально квази-однородное и квази-нейтральное по суммарному знаку распределение дислокаций перестраивается с поляризацией по знаку разноименных дислокаций - происходит гетерогенизация дислокационного ансамбля, образуя квазипериодическую структуру (см. рис. 3).

Применительно к ударно-волновому деформированию условие  $\alpha = \chi u$  означает, что пространственная ширина пластического фронта равна среднему пространственному периоду мезоструктуры. При выполнении резонансного условия  $\alpha = \chi u$  пространственный период мезоструктуры совпадает с шириной пластического фронта. При таких условиях возможна сильная раскачка пульсаций скорости мезочастиц, а сама мезоструктура способна поглотить мощный приток энергии извне,

существенно большей средней энергии по образцу. Это в свою очередь может привести к структурным изменениям в материале, т.е. к структурному переходу.



**Рис. 3.** Квазипериодическая дислокационная структура с пространственной поляризацией дислокаций по знаку.

При выполнении условия  $\alpha = \chi u$  первый диффузионный коэффициент уравнения (3.11) равен

$$F_1 = \frac{D^2}{2} u. \quad (3.18)$$

С другой стороны, по определению, первый диффузионный коэффициент уравнения Фоккера-Планка равен [14]:

$$F_1 = \frac{d \langle \Delta u \rangle}{dt}, \quad (3.19)$$

где  $\Delta u$  – изменение скорости в течение некоторого отрезка времени  $\Delta t$ , много большего, чем время индивидуального взаимодействия частиц среды, но много меньшего, чем время макроскопической эволюции среды (в рассматриваемом случае – длительности ударного фронта). Если под усредненным изменением скорости частицы  $\Delta u$  понимать вариацию массовой скорости  $D$ , выражение (3.19) примет вид

$$F_1 = \frac{dD}{dt}. \quad (3.20)$$

Используя (3.18), получим

$$\frac{1}{u} \frac{dD}{dt} = \frac{D^2}{2}. \quad (3.21)$$

Левая часть этого равенства эквивалентна следующему:

$$\frac{1}{u} \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{D}{u} \right) \quad (3.22)$$

при условии, что

$$\frac{dD}{du} = \frac{\frac{dD}{dt}}{\frac{du}{dt}} \gg \frac{D}{u}. \quad (3.23)$$

Действительно,

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{D}{u} \right) = \frac{1}{u} \frac{dD}{dt} + \frac{du}{dt} D = \frac{1}{u} \frac{du}{dt} \left( \frac{\frac{dD}{dt}}{\frac{du}{dt}} + \frac{D}{u} \right) = \frac{1}{u} \frac{du}{dt} \left( \frac{dD}{du} + \frac{D}{u} \right) \cong \frac{1}{u} \frac{dD}{dt}, \quad (3.24)$$

так как для высокоскоростных процессов

$$\frac{\dot{D}}{\dot{u}} \gg D/u. \quad (3.25)$$

Тогда условие для средней скорости, соответствующее экстремуму плотности вероятности, примет вид:

$$\alpha = d\zeta / dt. \quad (3.26)$$

Здесь  $\zeta = D/u$  - вариационный коэффициент, определяемый в теории вероятностей как отношение среднеквадратичного отклонения (в нашем случае корня из дисперсии скорости) к средней величине (математическому ожиданию) массовой скорости. Выражение (3.26) можно переписать в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{D}{u} \right) = \frac{1}{\tau_{\phi p}}. \quad (3.27)$$

Справа стоит средняя макроскопическая скорость деформации на фронте импульса сжатия  $\frac{d\varepsilon_{mc}}{dt} = \frac{1}{\tau_{\phi p}}$ . Левая часть уравнения – это скорость изменения коэффициента

вариации по массовой скорости  $\zeta = D/u$ . Эта величина может быть выражена через скорость деформации на мезоуровне, нормированную на макроскопическую скорость деформации (см. выражение (2.7)):

$$\zeta = \frac{D}{u} = \frac{D/C_p}{u/C_p} = \frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_{mc}}. \quad (3.28)$$

Таким образом, в случае воздействия на ударную волну флуктуаций скорости с дисперсией  $D^2$ , выполнение резонансного условия  $l_{мз} = \tau_{\phi p} u$  предполагает равенство скорости относительной локальной деформации (т.е., локальной деформации на мезоуровне, отнесенной к макроскопической деформации) и макроскопической скорости деформации. Именно в одновременном выполнении этих условий

заключается сущность индуцированного шумом перехода. Иными словами, для осуществления подобного перехода важны не сами величины деформации, а равенство скоростей деформации на мезоуровне и макроуровне.

#### 4. Критерий перехода процесса динамического деформирования в структурно-неустойчивый режим

Пульсации скорости, количественно характеризующие дисперсией скорости частиц, могут трансформироваться в реальные дефекты структуры только при выполнении определенных условий. Ударные испытания ряда материалов выявляют два режима мезо-макро энергообмена – однородный (обратимый) и «катастрофический» (необратимый) режимы. Катастрофический режим энергообмена предполагает, что начиная с некоторой (пороговой) величины скорости деформации, рост средней массовой скорости на пластическом фронте прекращается, в то время как дефект скорости начинает расти. Необратимый рост дефекта скорости непосредственно связан с переходом процесса динамического деформирования от обратимого режима к катастрофическому [25].

С целью определения критерия для такого перехода рассмотрим распространение плоской одномерной волны в гетерогенной среде, характеризующейся наличием распределения частиц по скоростям на мезоскопическом масштабном уровне. Без учета процессов теплопроводности (в ударно-деформируемых средах скорость массопереноса много выше скорости теплообмена), движение среды описывается двумя балансными уравнениями, а именно, уравнением баланса импульса

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} \quad (4.1)$$

и уравнением неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}. \quad (4.2)$$

Здесь  $\partial \varepsilon / \partial t$  – это полная (упругая плюс пластическая) скорость деформации в направлении распространения волны. Она может быть разложена на две компоненты:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon^e}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (4.3)$$

Подобное разложение, как известно, используется в континуальной теории дислокаций, где последний член в (4.3) выражается через плотность тензора потока дислокаций [26]. Тогда уравнение неразрывности (3.2) примет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon^e}{\partial t} + \frac{\partial u^{pl}}{\partial x}, \quad (4.4)$$

где  $\frac{\partial \varepsilon^e}{\partial t}$  – скорость упругой деформации и  $\frac{\partial u^{pl}}{\partial x}$  – скорость пластической деформации, соответственно. Нормальное напряжение также может быть представлено в виде суммы упругой и неупругой компонент:

$$\sigma = \sigma^e + \sigma^{pl}, \quad (4.5)$$

где упругая компонента определяется законом Гука:

$$\sigma^e = (\lambda + 2\mu)\varepsilon^e. \quad (4.6)$$

С учетом (4.6), уравнения баланса импульса и массы (4.1) – (4.4) могут быть сведены к следующему уравнению гиперболического типа с источником в правой части:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u^{pl}}{\partial x^2} - \frac{1}{(\lambda + 2\mu)} \frac{\partial^2 \sigma_1^m}{\partial x \partial t}, \quad (4.7)$$

где  $c_0 = \left( \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$  - это скорость упругих волн в среде.

Рассмотрим правую часть уравнения (4.7). Для нестационарного пластического фронта скорость массопереноса  $u^{pl}$ , соответствующая пластической деформации, складывается из равновесной и неравновесной компонент

$$u^{pl} = u_{eq}^{pl} + u_{ne}^{pl}. \quad (4.8)$$

В настоящей работе распространение ударной волны в гетерогенной среде рассматривается как стохастический процесс, который при наиболее общем подходе необходимо описывать на языке функции распределения частиц по скоростям  $f(r, v, t)$  [27]. Равновесная  $u_{eq}^{pl}$  и неравновесная части пластической скорости  $u_{ne}^{pl}$  определяются через функцию распределения по скоростям как моменты функции распределения:

$$u_{eq}^{pl} = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} u f_0 du, \quad u_{ne}^{pl} = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} u f_1 du, \quad (4.9)$$

где

$$f = f_0 + f_1, \quad f_1 \ll f_0. \quad (4.10)$$

Равновесная часть функции распределения – это распределение Максвелла, сдвинутое относительно средней массовой скорости среды в волне  $v$ :

$$f_0 = \frac{1}{D\sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(u-v)^2}{2D^2} \right]. \quad (4.11)$$

Для определения неравновесной части функции распределения  $f_1$  можно воспользоваться кинетическим уравнением релаксационного типа [15]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial r} + \langle \dot{u} \rangle \frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f - f_0}{\tau_r}, \quad (4.12)$$

где  $\tau_r$  - время релаксации функции распределения к равновесному состоянию. В динамически деформируемом твердом теле время релаксации структуры весьма мало. Это значит, что изменения функции распределения по скоростям из-за релаксационных процессов протекает много быстрее, чем из-за конвективного массопереноса. Это позволяет пренебречь первыми двумя членами в левой части уравнения (4.12). С учетом (4.10) имеем:

$$\langle \dot{u} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial v} = -\frac{f_1}{\tau_R}, \quad (4.13)$$

Откуда

$$f_1 = \tau_R \langle \dot{u} \rangle \frac{\partial f_0}{\partial v}. \quad (4.14)$$

В общем случае среднее ускорение частиц  $\langle \dot{u} \rangle$  должно определяться из потенциала их взаимодействия как  $\langle \dot{u} \rangle = \frac{1}{m} \text{grad } \Pi$ . Потенциал взаимодействия мезочастиц для неравновесных процессов отсутствует, поэтому для нахождения среднего ускорения мы используем связь среднего ускорения с дисперсией скорости мезочастиц. Принимаем, что изменение средней скорости, определяемое выражением (2.1), происходит за время релаксации  $\tau_R$ , так что среднее ускорение равно

$$\langle \dot{u} \rangle = \frac{\Delta u}{\tau_R} = -\frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u} \frac{\Delta u}{\tau_R} = -\frac{1}{\tau_R} \frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}. \quad (4.15)$$

Тогда неравновесная часть функции распределения мезочастиц по скоростям определится как

$$f_1 = -\frac{1}{2} \frac{\partial f_0}{\partial u} \frac{\partial D^2}{\partial u}, \quad (4.16)$$

и для неравновесной компоненты массовой скорости получаем

$$u_{ne}^{pl} = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} u f_1 du = -\frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}. \quad (4.17)$$

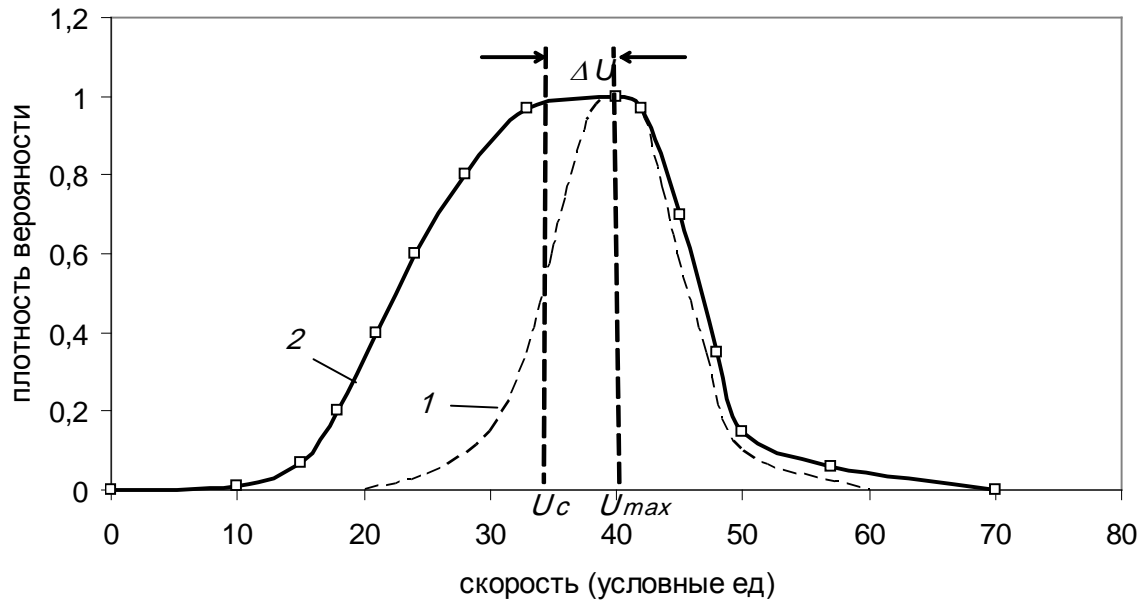
Полученный результат говорит о том, что неравновесная часть массовой скорости равна дефекту скорости, определяемому интенсивностью мезо-макро энергообмена. Это значит, что в отсутствие сдвиговой компоненты напряжения ( $S_I = 0$ ) неравновесный массоперенос осуществляется за счет изменения дисперсии скорости. Качественно этот результат иллюстрируется на рис. 4. Равновесная часть функции распределения мезочастиц по скоростям описывается симметричным максвелловским распределением (4.11). Неравновесная часть распределения количественно характеризуется несимметричной частью  $\Delta u = \frac{1}{2} \frac{\partial D^2}{\partial u}$ .

Обратимся теперь ко второму члену в уравнении (4.7). В общем случае напряжение  $\sigma^{pl}$  также состоит из равновесной и неравновесной частей

$$\sigma^{pl} = \sigma_{eq}^{pl} + \sigma_{ne}^{pl}, \quad (4.18)$$

где  $\sigma_p^{pl}$  характеризует величину напряжения на адиабате Гюгонио:

$$\sigma_{eq}^{pl} = \rho C_l u, \quad (4.19)$$



**Рис. 4.** Качественная картина равновесного (1) и неравновесного (2) распределения частиц по скоростям при наличии дефекта скорости.

В тензоре напряжений  $\sigma_{ne}^{pl} = P - S_l$ , величина  $\Delta P$  характеризует добавку к шаровой компоненте давления, определяемого уравнением состояния вещества. Полагая  $S_l = 0$ , мы принимаем, что на данном этапе сдвиговая компонента напряжения не дает вклада в скорость массопереноса. Добавка  $\Delta P$  появляется за счет распределения мезочастиц по скоростям. При этом крупномасштабные флуктуации скорости частиц на мезоуровне играют такую же роль, как и термофлуктуации на микроскопическом масштабном уровне — они определяют добавку к шаровой компоненте давления в среде. Так как в настоящем рассмотрении мы хотим учесть влияние только дисперсии на распространения пластических волн в гетерогенной среде, то полагаем, что девиаторный член не дает вклада в неравновесный массоперенос. Иными словами, неравновесный массоперенос во фронте волны осуществляется за счет перекачки энергии и импульса с мезоуровня на макроуровень за счет изменения флуктуативной компоненты скорости частиц. Тогда неравновесная часть шаровой компоненты напряжения  $\Delta P$  может быть определена через дисперсию скорости мезочастиц  $D^2$ :

$$\Delta P = \rho D^2. \quad (4.20)$$



Подставляя в (4.7) выражения (4.8), (4.17- 4.20), получим:

$$C_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2 u_p^{pl}}{\partial x^2} + \frac{C_0^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial D^2}{\partial u} - \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \left( C_0 u_p^{pl} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial D^2}{\partial x} \right). \quad (4.21)$$

Первый и третий члены в правой части уравнения, относящиеся к равновесной части скорости массопереноса, взаимно уничтожаются, так как на адиабате Гюгонио процесс стационарен и  $x = C_0 t$ . Иными словами, в рассматриваемом приближении равновесные компоненты  $\frac{d}{dt} \left( \frac{D}{u} \right) = \frac{1}{2} \left\langle \frac{d}{dt} \left( \frac{D^2}{u^2} \right) \right\rangle u_{eq}^{pl}$  скорости массопереноса не дают вклада в изменение профиля пластического фронта волны на мезоуровне. Тогда уравнение (4.21) может быть записано в виде:

$$C_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{\partial D^2}{\partial u} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial D^2}{\partial x} \right). \quad (4.22)$$

Для производных в правой части уравнения могут быть записаны следующие выражения:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial (D^2)}{\partial x} \right] = 2 \frac{\partial}{\partial t} \left[ u \cdot \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right] = 2 \frac{\partial u}{\partial t} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right] + 2 u \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right], \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\partial (D^2)}{\partial u} \right] = 2 \frac{\partial}{\partial x} \left[ u \cdot \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] = 2 \frac{\partial u}{\partial x} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + 2 u \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right], \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \frac{\partial (D^2)}{\partial u} \right] = 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ u \cdot \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + 4 \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + 2 u \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right]. \quad (4.25)$$

С учетом (4.23) - (4.25) уравнение (4.22) принимает вид:

$$C_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right) \right] \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ u \cdot \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + 4 \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] + 2 u \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right] - 2 u \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right] - 2 \frac{\partial u}{\partial t} \left[ \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right]. \quad (4.26)$$

Нетрудно заметить, что в том случае, когда

$$\left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \right) = 1, \quad (4.27)$$

уравнение (4.26) сводится к уравнению:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{\partial u}{\partial t} \left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right), \quad (4.28)$$

Выражение  $\left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right)$  может быть преобразовано следующим образом:  $\left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right) = \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial x}$ , или, с учетом (4.27)

$$\left( \frac{D}{u} \frac{\partial D}{\partial x} \right) = \frac{\partial u}{\partial t} \frac{1}{c_0}. \quad (4.29)$$

Подставляя (4.27) в (4.29), получим обыкновенное дифференциальное уравнение для средней скорости  $u$ , описывающее процессы, в которых затухание пропорционально квадрату ускорения  $(\dot{u})^2$

$$\ddot{u} + \frac{1}{c_0} (\dot{u})^2 = 0. \quad (4.30)$$

Решение этого уравнения в общем случае имеет вид:

$$u = u_0 + u_1 \ln t. \quad (4.31)$$

Таким образом, при выполнении условия (4.27) меняется тип уравнения - волновое движение среды сменяется резким затуханием массовой скорости. Условие (4.27) показывает, что затухание массовой скорости определяется не только отношением дисперсии скорости мезочастиц к их средней скорости, но и отношением скоростей их изменения.

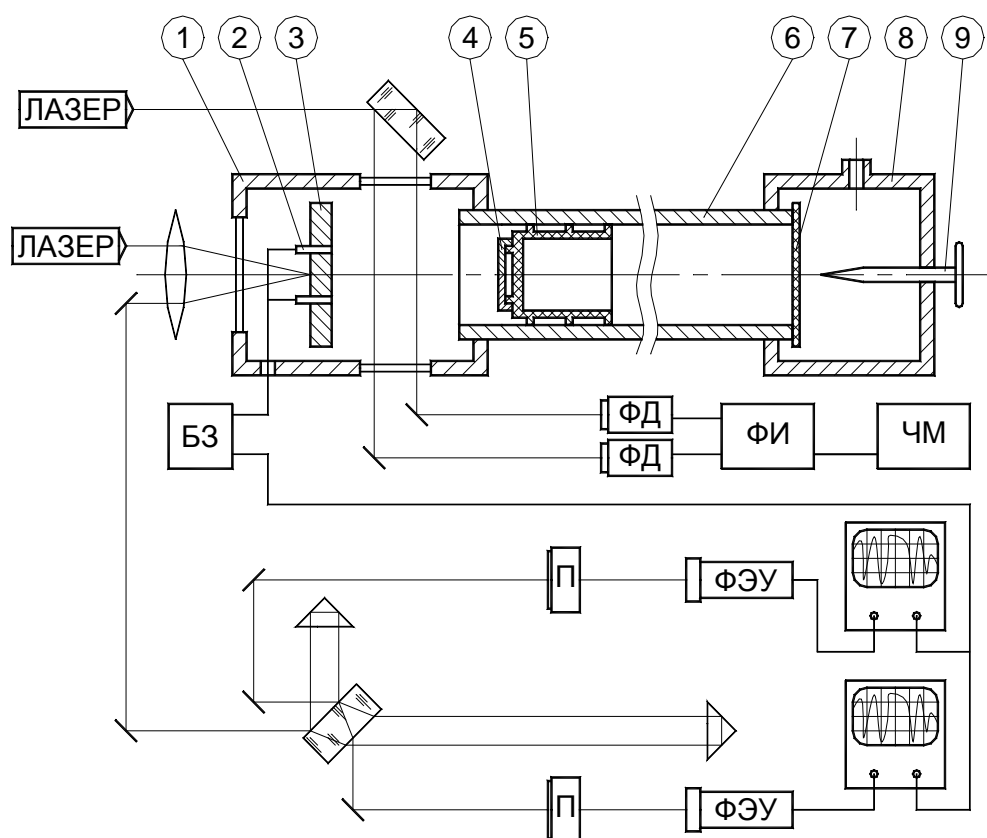
## 5. Методика и результаты эксперимента

Методика включает собственно метод динамического нагружения, метод регистрации ударно-волновых процессов и обработку экспериментальных данных с целью получения механических характеристик испытуемого материала.

Ударное нагружение образцов осуществляется с помощью легкогазовой метательной установки (рабочий газ – гелий). Функциональная схема установки вместе с измерительным трактом представлена на рис. 5. Образец (3) в виде шайбы диаметром 52 мм и толщиной 2 ÷ 15 мм устанавливается на выходе ствола (6) внутри вакуумной камеры (1). В камере высокого давления (8) создается давление, необходимое для прорыва диафрагмы (7). Ударники имеют форму стаканчика, укрепленного на поддоне из поликарбоната. Скорость ударника определяется в каждом акте ударного нагружения путем измерения времени пролета фиксированного расстояния между двумя лазерными лучами, ориентированными перпендикулярно направлению полета снаряда. Данный метод обеспечивает точность измерения скорости снаряда не ниже 0.5%. Для регистрации параметров ударных волн применен двухканальный дифференциальный интерферометр. Принцип работы интерферометра и регистрации волновых профилей скорости свободной поверхности мишеней детально изложен в [3,4]. Во всех опытах толщина мишени составляла 15 мм при диаметре 52 мм, толщина ударника – 3 мм.

Независимое измерение скорости ударника и скорости свободной поверхности мишени позволяет определить величину так называемого дефекта скорости – разности между скоростью ударника при симметричном соударении и максимальным значением скорости свободной поверхности на плато импульса сжатия:  $\Delta U = U_{y\partial} - U_{fs}^{\max}$ .

Временной профиль скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  позволяет определить еще одну пороговую характеристику динамического деформирования – так называемый порог структурной устойчивости материала  $U_{пор}$  (см. рис. 1). Он соответствует скорости свободной поверхности, при которой происходит резкий излом на переднем фронте импульса сжатия, а вариация массовой скорости становится равной нулю.



- 1 - вакуумная камера,
- 2 - концевые контакты запуска аппаратуры,
- 3 - мишень,
- 4 - ударник,
- 5 - направляющий поддон ударника,
- 6 - ствол пневмокопра,
- 7 - диафрагма,
- 8 - камера высокого давления,
- 9 - устройство прорыва мембраны ,

- ФД – фотодетекторы,
- ФИ - устройство формирования импульса,
- ЧМ - измеритель временных интервалов,
- П - поляроид,
- БЗ - блок задержки сигнала.

**Рис. 5.** Схема установки для испытаний в условиях одноосной деформации.

Основные характеристики отклика материала на ударное нагружение в условиях одноосной деформации, можно видеть из временного профиля скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  и вариации скорости  $D(t)$ , снятых при нагружении 15 мм мишени из алюминиевого сплава Д16 при скорости ударника  $U_{y\partial} = 370$  м/с (рис. 1).

Временной профиль скорости свободной поверхности мишени позволяет за один акт ударного нагружения определить:

(1). Динамический предел текучести, выражаемый через упругий предел Гюгонио  $\sigma_{HEL}$ :

$$Y_{дин} = \frac{1-\nu}{1-2\nu} \sigma_{HEL}, \quad (5.1)$$

где

$$\sigma_{HEL} = \frac{1}{2} \rho C_l U_{fs}^{HEL}. \quad (5.2)$$

Здесь  $\rho$  плотность материала,  $C_l$  – продольная скорость звука и  $U_{fs}^{HEL}$  – скорость свободной поверхности на упругом предвестнике.

(2). Максимальную амплитуду импульса сжатия на свободной поверхности мишени  $U_{fs}^{max}$ :

$$\sigma_{max} = \frac{1}{2} \rho C_l U_{fs}^{max}, \quad (5.3)$$

$U_{fs}^{max}$  – максимальное значение скорости свободной поверхности на плато импульса сжатия.

(3). Значение откольной прочности  $\sigma_{отк}$  в акустическом приближении:

$$\sigma_{отк} = \frac{1}{2} \rho C_l W, \quad (5.4)$$

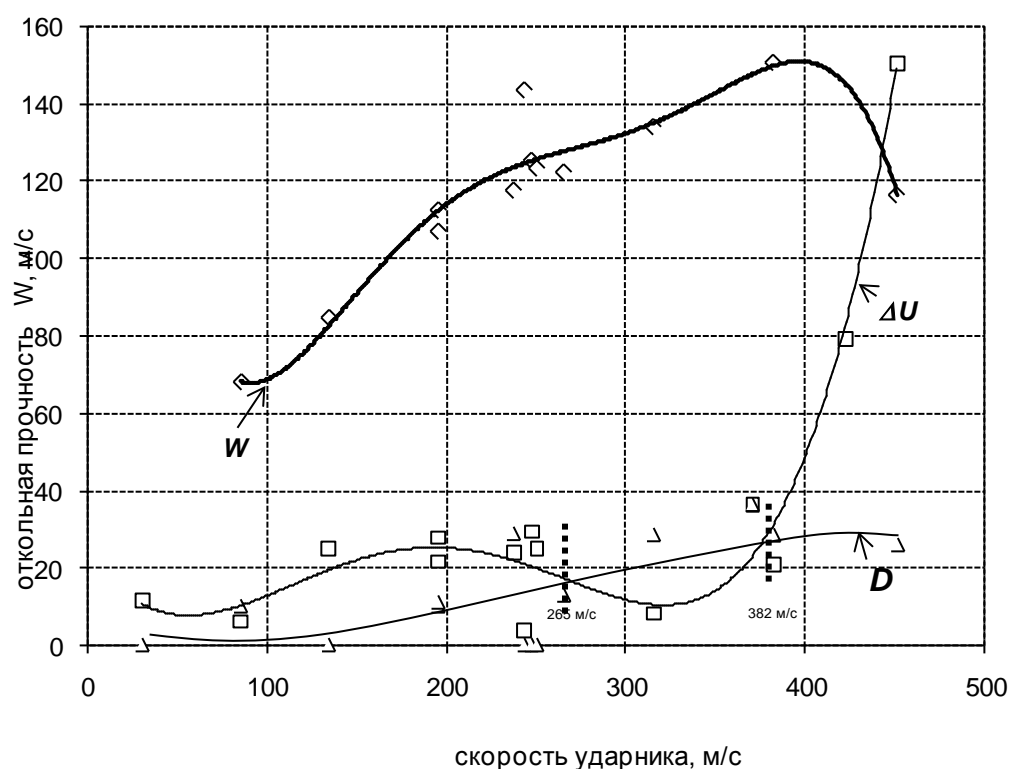
где  $W$  – перепад скорости между максимальным значением на плато импульса и первым минимумом на заднем фронте. Эта величина может быть уточнена с учетом поправки на эффекты, связанные с различием скоростей фронта разгрузки и нагрузки [27].

Результаты испытаний представлены в таблице 1, где введены следующие обозначения:  $h_{y\partial}$  – толщина ударника,  $U_{нор}$  – значение скорости свободной поверхности на временном профиле, соответствующее резкому изменению наклона фронта (см. рис.1),  $U_{fs}^{max}$  – максимальное значение скорости свободной поверхности на плато импульса сжатия,  $\Delta U$  – значение дефекта скорости на плато импульса сжатия и  $W$  – откольная прочность.

На рис. 6 представлены кривые зависимостей  $W=f(U_{y\partial})$ ,  $\Delta U=f(U_{y\partial})$  и  $D=f(U_{y\partial})$ . Видно, что резкое увеличение дефекта скорости  $\Delta U$  начинается со скорости ударника 382 м/с. Отметим также, что вариация скорости сравнивается с дефектом скорости ( $\Delta U=D$ ) при двух значениях скорости ударника, а именно, при  $U_{y\partial} = 265$  м/с и при  $U_{y\partial}=382$  м/с, в то время как откольная прочность достигает максимального значения  $W \approx 150$  м/с только при скорости  $U_{y\partial} = 382$  м/с.

**Таблица 1.** Результаты ударных испытаний алюминиевого сплава Д16.

№ п/п	$h_{y\partial}$ мм	$U_{y\partial}$ м/с	$U_{пор}$ м/с	$U_{max}$ м/с	$D_{max}$ м/с	$W$ м/с	$\Delta U$ м/с
1	3.0 3.05	30.2	-	19	0	-	11.2
2	3.05	85	75	79.1	10	68.7	5.9
3	3.04	91.5	85	87.7	0	-	3.8
4	3.01	134	72	109.4	0	84.4	24.6
5	3.06	195	136.6	167.4	10	106.4	27.6
6	3.06	195	138.5	173.7	10	112.2	21.3
7	3.05	237	196	203.3	28.7	117.3	33.7
8	2.99	243	215	239.6	14	143.2	3.4
9	3.0	247	200	217.8	0	125	29.2
10	2.99	250	188	225.4	0	123	24.6
11	3.03	315	275	307.1	18.4	133.7	7.9
12	3.06	370	327	334	36.2	120	36
13	3.02	421	288.8	300.4	25.8	116.1	150.6

**Рис. 6.** Зависимости откольной прочности  $W$ , дефекта скорости  $\Delta U$  и вариации скорости  $D$  от скорости ударника.

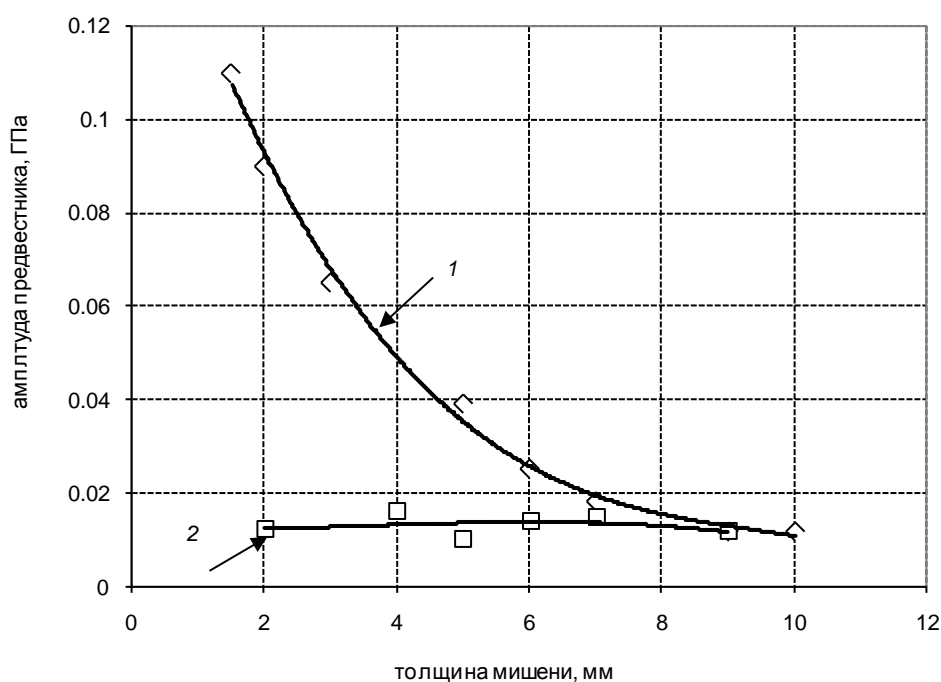
## 6. Затухание упругого предвестника

Одним из неожиданных результатов при экспериментальном исследовании ударно-волнового поведения алюминиевого сплава Д16 стало качественно разное поведение кривых затухания упругого предвестника при регистрации скорости свободной мишени

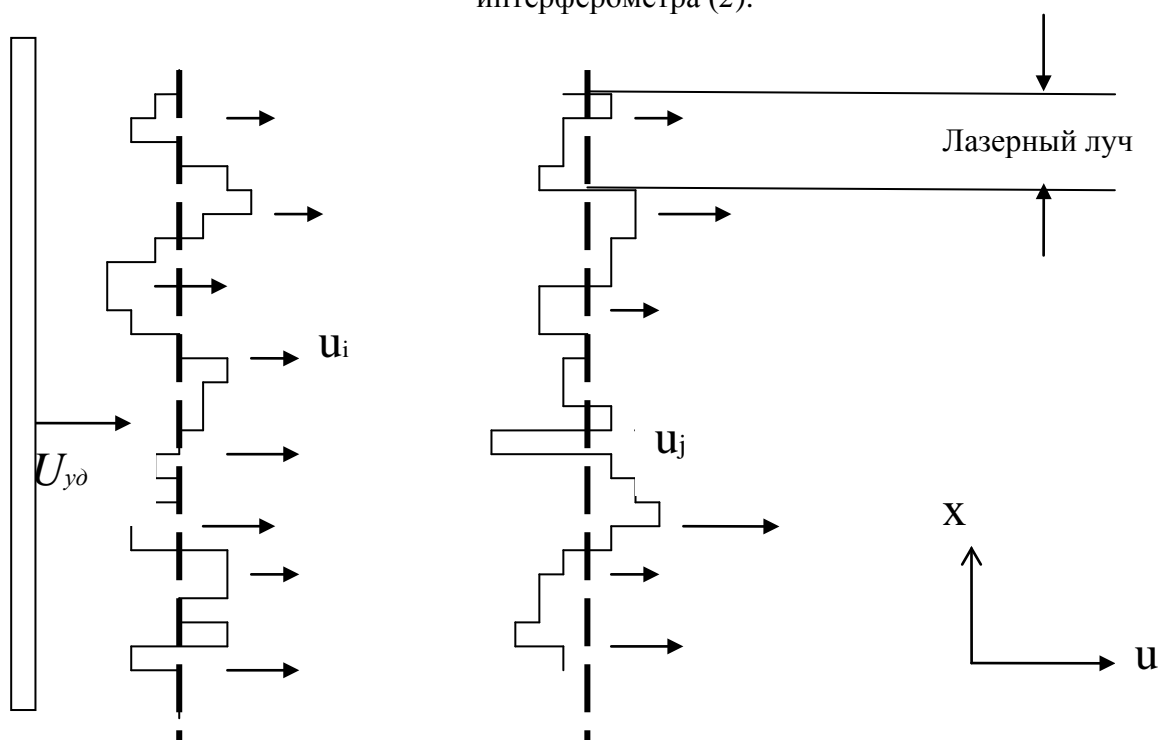
разными методами. Было проведено две серии опытов. В первой серии кривую затухания упругого предвестника регистрировали с помощью кварцевых датчиков. Во второй серии для идентичных опытов использовали скоростной интерферометр. Результаты экспериментов в виде кривых затухания упругого предвестника представлены на рис. 7.

Кривая зависимости амплитуды упругого предвестника от расстояния, снятая с помощью кварцевых датчиков, показывает типичное затухание предвестника по мере его распространения вглубь материала с выходом на динамически равновесное значение, соответствующее упругому пределу Гюгонио. В то же время кривая зависимости затухания, снятая с помощью скоростного интерферометра, демонстрирует постоянство амплитуды упругого предвестника. Такое поведение упругого предвестника объясняется тем, что эти зависимости отражают поведение деформируемого материала на разных масштабных уровнях. Динамическое деформирование сплава Д16 выявило наличие двух промежуточных масштабных уровней – мезоуровня-1 и мезоуровня-2. Качественная картина пространственной конфигурации ударной волны при наличии двух масштабных уровней показана на рис.8. Пятно лазерного луча, зондирующего свободную поверхность мишени, совпадает с характерными размерами одного структурного элемента мезоуровня-2 ( $100 \div 300$  мкм). В пределах этого пятна имеется распределение по скоростям структурных элементов мезоуровня-1. В то же время на макроскопическом деформации уровне имеется распределение по скоростям для частиц мезоуровня-2. Качественная картина равновесного (*a*) и неравновесного (*b*) распределений частиц по скоростям показана на рис. 9. Интерферометр регистрирует среднюю скорость частиц мезоуровня-1 и если распределение равновесно, то средняя скорость частиц  $U_{cp}$  совпадает с максимальной скоростью  $U_{max}$ , соответствующей данному распределению. В случае неравновесного распределения частиц по скоростям средняя скорость не совпадает с максимальной скоростью распределения, отличаясь от нее на некоторую величину  $S$ . В начальный момент времени распределения частиц по скоростям как на мезоуровне-1, так и на мезоуровне-2, неравновесные. По мере распространения упругого предвестника распределение частиц по скоростям стремится к равновесному состоянию, так что  $S \rightarrow 0$ .

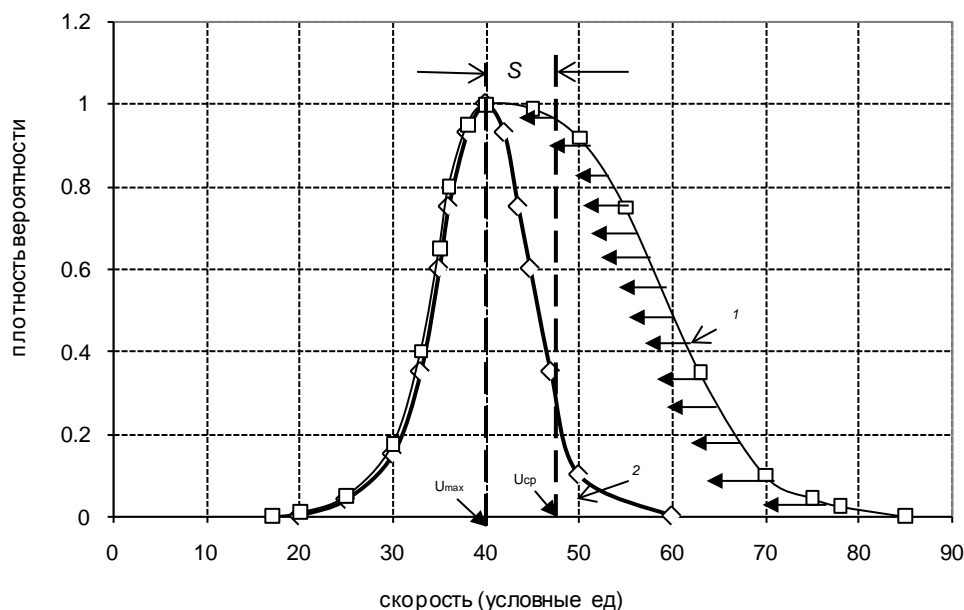
Установление равновесного распределения частиц по скоростям соответствует процессу затухания упругого предвестника. Кварцевые датчики регистрируют макроскопический отклик мишени, для которого средняя массовая скорость определяется распределением частиц по скоростям на мезоуровне-2. Интерферометр с размером зондирующего пятна порядка 70 мкм регистрирует процессы на мезоуровне-2, для которого средняя массовая скорость определяется распределением частиц по скоростям на мезоуровне-1. Времена максвеллизации распределений по скоростям на разных масштабных уровнях отличаются более чем на порядок величины. Так, молекулярно-динамические расчеты в динамически деформируемой меди [28], показывают, что распределение частиц по скоростям на мезоуровне-1 становится равновесным в течение 11.5 нс. Это значит, что уже на глубине мишени  $\sim 50$  мкм распределение частиц по скоростям на мезоуровне-1 равновесно, а амплитуда упругого предвестника приближается к динамическому пределу Гюгонио. Именно такая картина наблюдается при измерении амплитуды упругого предвестника в 2 мм мишенях сплава Д16 с помощью скоростного интерферометра (см. рис. 7).



**Рис. 7.** Затухание упругого предвестника в алюминиевом сплаве Д16, зарегистрированное с помощью кварцевых датчиков (1) и с помощью скоростного интерферометра (2).



**Рис. 8.** Качественная картина двух положений пространственно-скоростной конфигурации ударного фронта.



**Рис. 9.** Изменение распределения частиц по скоростям от неравновесного (1) к равновесному (2) при затухании упругого предвестника.

Для мезоуровня-2 время релаксации структуры на порядок больше, чем для мезоуровня-1. Неравновесная добавка к средней массовой скорости  $S$ , соответствующая затуханию упругого предвестника на макроуровне, становится равной нулю только на глубине 9 мм. Именно такое поведение упругого предвестника фиксируют кварцевые датчики, регистрирующие макроскопический отклик мишени на ударное нагружение.

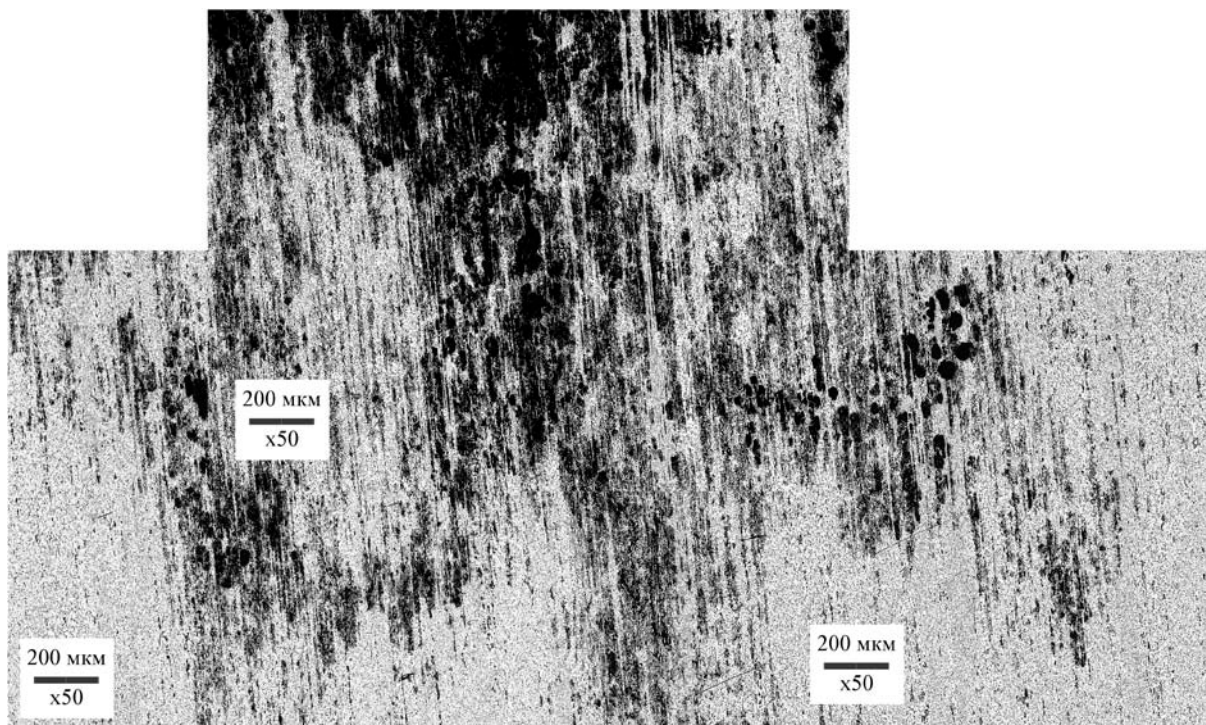
## 7. Металлография и рентгеноструктурные исследования

Для выяснения типа и механизма структурного перехода, определяемого критериями (3.27) и (4.27), проведены детальные микроструктурные и рентгеноструктурные исследования образцов сплава Д16, ударно-деформированных в широком диапазоне скоростей деформации. Оценка структурного состояния металла произведена методами металлографии и рентгеноструктурного анализа на шлифах, подготовленных на поверхностях их сечений, параллельных направлению удара. В процессе рентгеновской съемки зафиксированы интенсивности и профили дифракционных линий, характеризующие по два порядка отражений от семейств плоскостей (111) и (100). Первое семейство отвечает плоскостям наилегчайшего скольжения, а второе – аккомодационной моде пластического деформирования. Исходная структура материала мишени типична для алюминиевого сплава Д16 в состоянии после холодной деформации и термической обработки. Она представлена зернами величиной  $15 \div 35$  мкм, заполненными мелкими (до 5 мкм) частицами и окруженными крупными (20 мкм) стержнеобразными выделениями фазы  $Al_2CuMg$ .

В зоне откола в результате действия растягивающих напряжений, начиная со скорости  $U_{y0} = 85$  м/с, образуются трещины откола. Как известно, трещины откола образуются в результате действия растягивающих напряжений в зоне откола при взаимодействии фронтов разгрузки заднего фронта и отраженного от свободной поверхности мишени переднего фронта импульса сжатия. Вследствие совместного действия растягивающих и сдвиговых напряжений в зоне откола зарождаются не



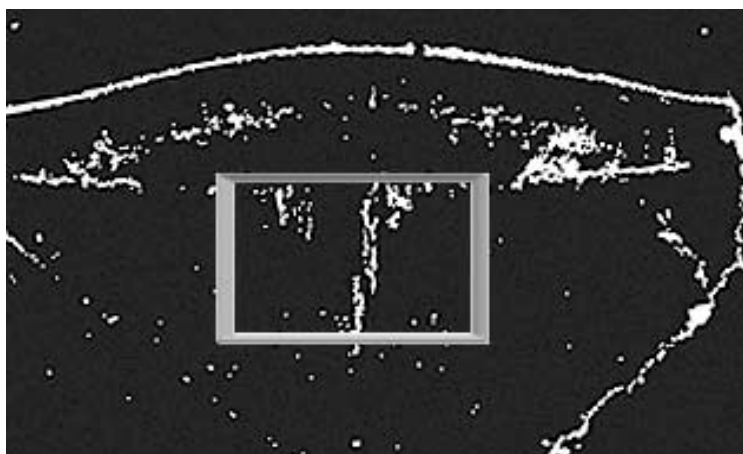
только поперечные трещины откола, но и продольные трещины расслоения разной ширины и протяженности, ориентированные параллельно направлению распространения волны.



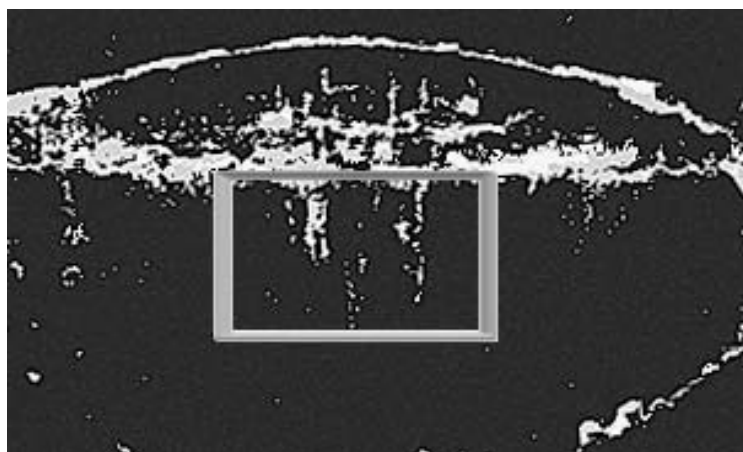
**Рис. 10.** Интенсивное зарождение продольных трещин расслоения в зоне откола.

В пределах назначенного участка постоянной площади, где были сосредоточены трещины расслоения, доля трещин расслоения возрастает пропорционально скорости соударения (рис. 11).

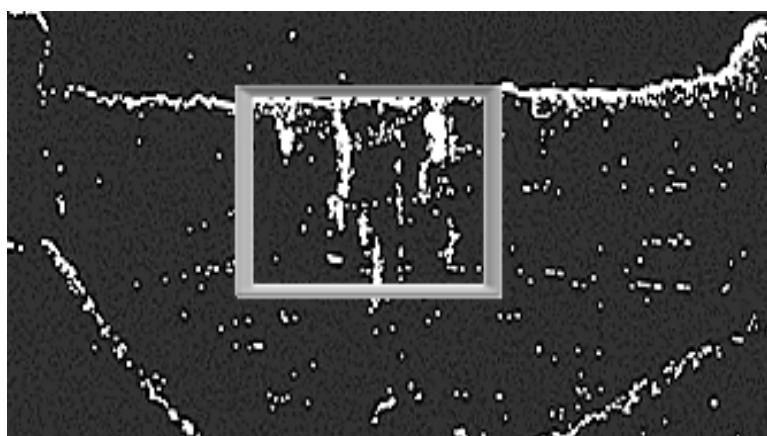
При скорости ударника 265 м/с состояние структуры не отличается от исходного – видны цепочки интерметаллидных включений на фоне однородной структуры матрицы. Картина структурного состояния образца резко изменяется при скорости ударника 382 м/с. Для сравнения на рис. 12 представлены структуры материала при двух скоростях ударника – 265 м/с и 382 м/с. При скорости ударника 382 м/с все поперечное сечение мишени заполнено деформационными структурами с продольными и поперечными компонентами линий деформации, а также клубковыми образованиями мезоскопического масштаба, которые группируются преимущественно вблизи интерметаллидов. После травления и последующего декорирования поверхности шлифа окислением происходит визуализация полей деформации. При увеличении скорости ударника до 451 м/с указанные деформационные структуры исчезают. Таким образом, микроструктурные исследования выявили резонансный характер зарождения деформационных структур мезоскопического масштаба при скорости ударника 382 м/с.



*a)*

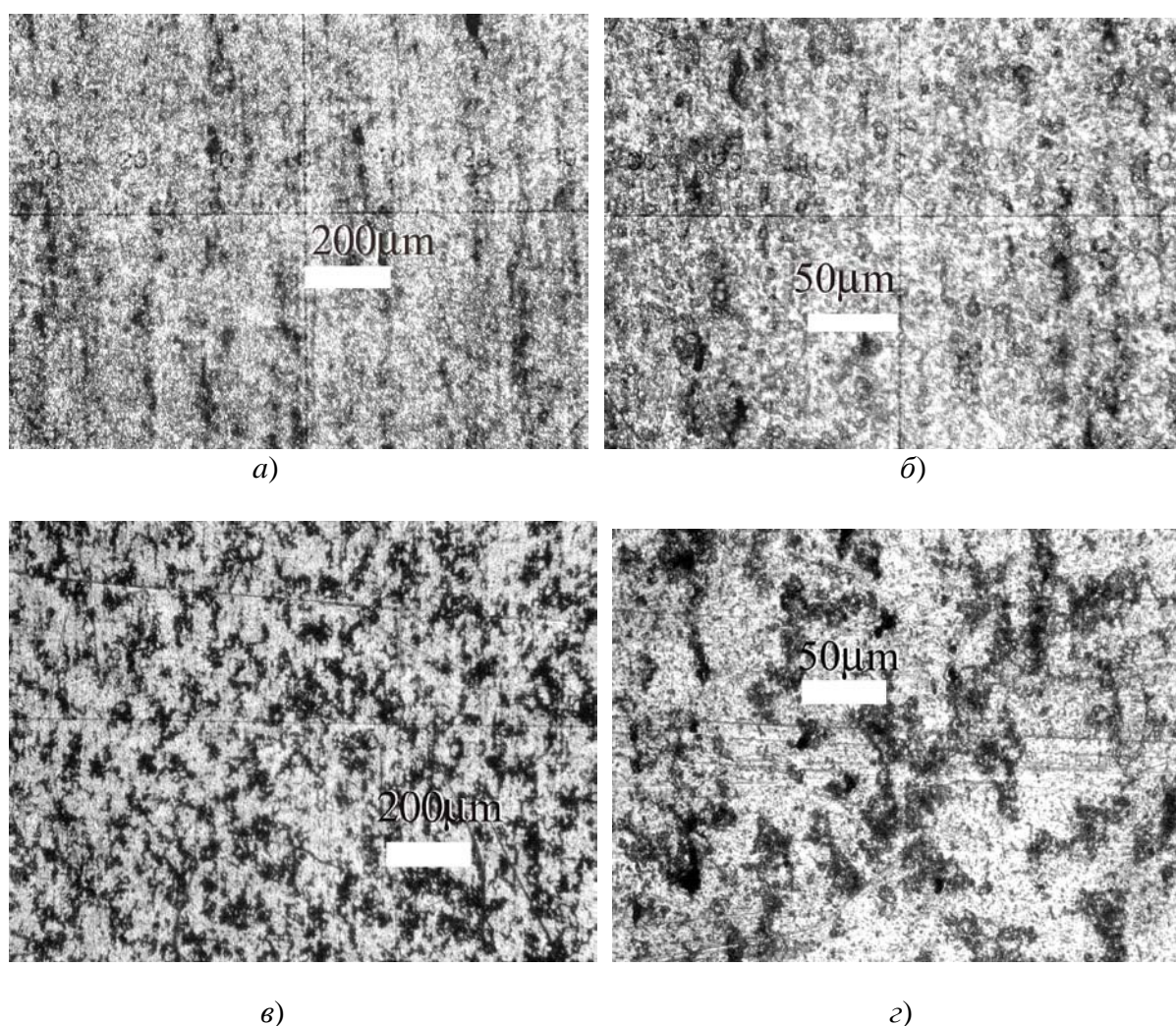


*б)*



*в)*

**Рис. 11.** Изменение плотности трещин расслоения с ростом скорости деформации.

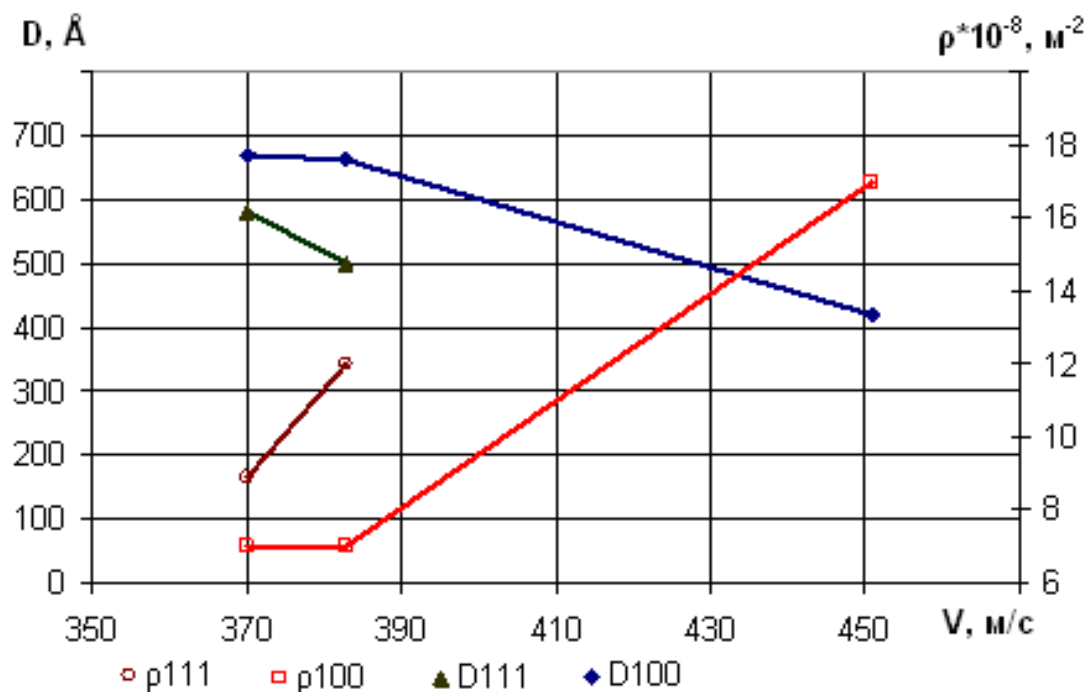


**Рис. 12.** Сравнительная картина структурного состояния мишеней после ударного нагружения при скорости ударника 265 м/с и 382 м/с.

Для определения физической природы указанных деформационных структур проведено детальное исследование дислокационной структуры методом прицельной рентгеновской съемки. Результаты обработки рентгенограмм показывают, что в зависимости от скорости соударения мишени с ударником плотность дислокаций и размеры областей когерентного рассеяния (ОКР), вычисленные для плоскостей разных кристаллографических систем, отличаются. Например, в сравнении с недеформированным состоянием плотность дислокаций в плоскостях наилегчайшего скольжения (111) монотонно возрастает с увеличением скорости соударения. Рост плотности дислокаций также обнаружен и в плоскостях семейства (100), но только начиная со скорости 382 м/с. Аналогичная «пороговая» тенденция обнаружена в уменьшении размеров ОКР с 650 до 400 Å.

Сопоставляя выявленные особенности в форме деформационных структур с данными рентгеноструктурного анализа, естественно предположить, что скорость удара 382 м/с является пороговой или стартовой для активации дополнительного механизма структурной релаксации. Детальным рассмотрением структуры мишеней установлено, что при скоростях удара выше  $U_{y0} = 370$  м/с в механизм структурных

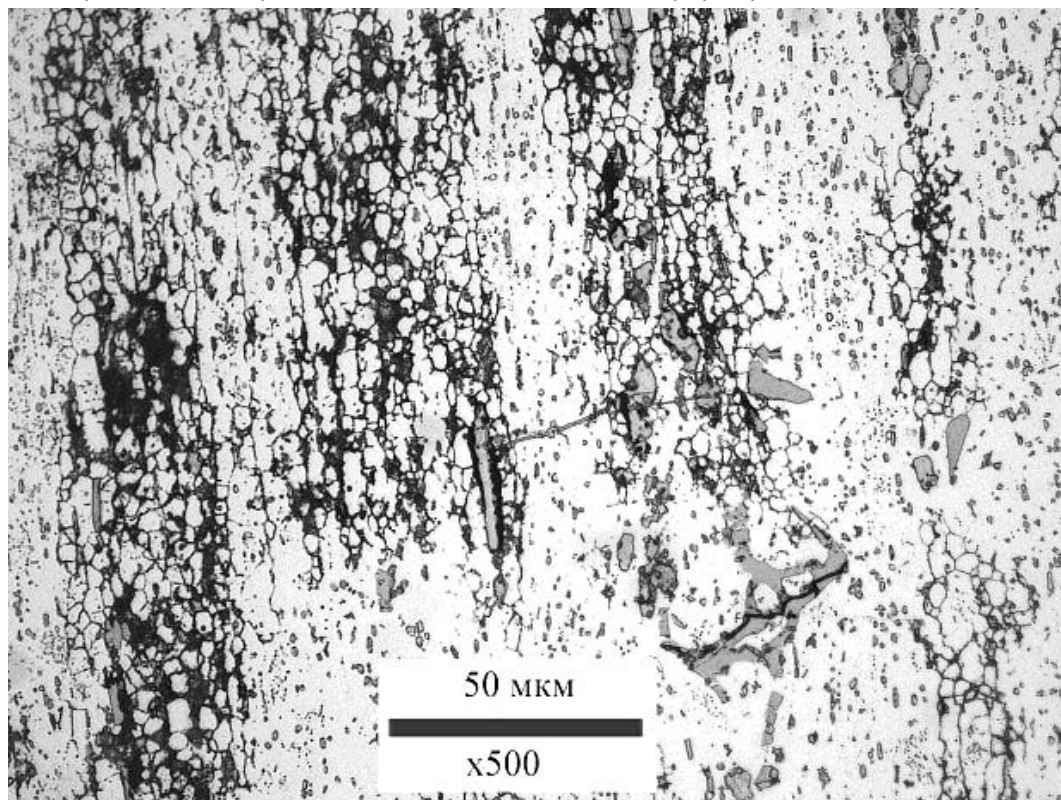
изменений вносит вклад динамическая рекристаллизация (ДР). Результатом работы этого механизма являются ансамбли равноосных зерен малого (до 5 мкм) диаметра. Поскольку активность механизма динамической рекристаллизации определяется величиной деформации, скорости деформации, а также температурой, вид колоний динамически рекристаллизованных зерен может служить признаком, чувствительным к явлению диссипации энергии в волне нагрузки.



**Рис. 13.** Кривые зависимости плотности дислокаций (а) и размера областей когерентного рассеяния (б) от скорости ударника.

Установлено, что ДР зерна группируются в местах, где на пути пластического фронта оказываются прочные интерметаллические соединения (рис. 14). Данный факт не противоречит известному положению [30], согласно которому динамическая рекристаллизация начинается при достижении определенной (критической) степени деформации. При этом интерметаллические включения играют роль катализаторов локальных структурных переходов, в том числе и интенсификацию процесса динамической рекристаллизации. Кроме этого, торможение пластического фронта на интерметаллидах может вызывать локальную вспышку температурного поля [31]. Таким образом, можно заключить, что отдельные препятствия в виде прочных интерметаллидов или других микрообъектов в структуре металла могут являться физической причиной активации динамической рекристаллизации как механизма структурных изменений и диссипации механической энергии. Косвенным признаком, подтверждающим сделанное заключение, является вид участков динамической рекристаллизации в форме каналов локализованной (поточковой) пластической деформации.





**Рис. 14.** Области динамической рекристаллизации в сплаве Д16 в окрестности интерметаллидных включений.

Результаты исследований показывают, что активация механизма динамической рекристаллизации осуществляется на мезоскопическом уровне, когда в плоскостях семейства (111) накапливается дислокаций достаточно, чтобы путем их **самоорганизации** произошла перестройка с образованием новых границ, параллельных плоскостям (100), фрагментацией исходных и возникновением новых динамически рекристаллизованных зерен.

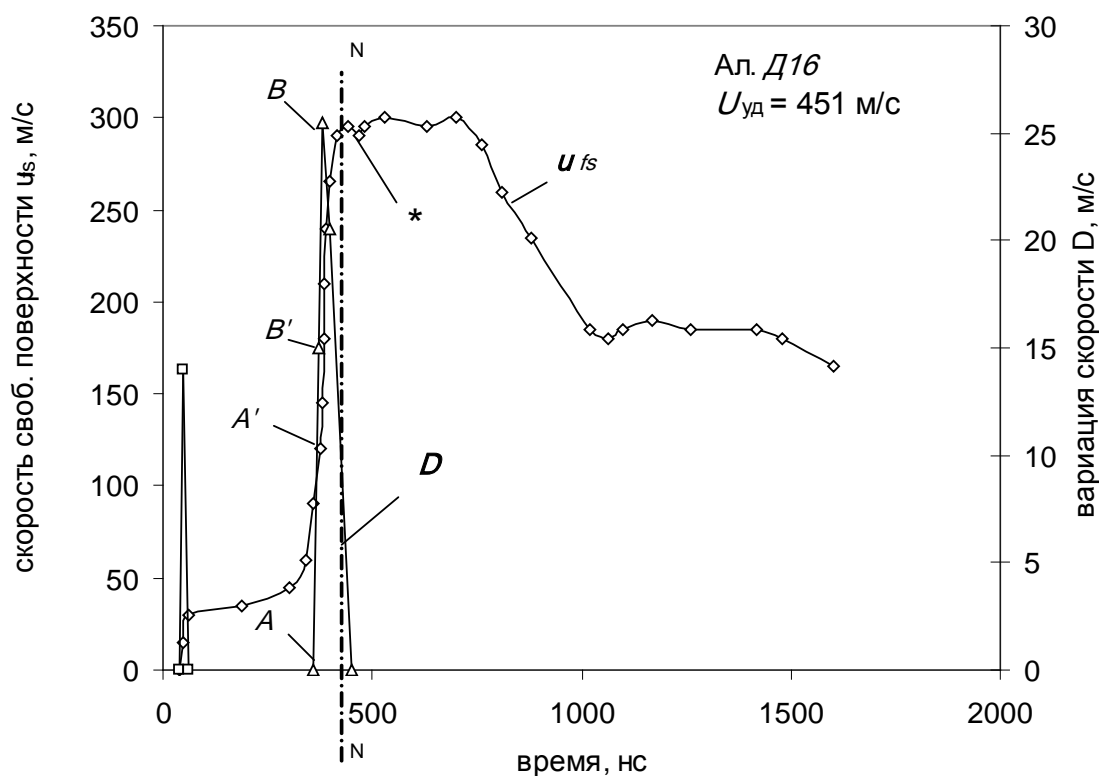
Металлографические исследования также показали, что увеличение скорости удара до  $U_{уд} = 451$  м/с сопровождается дальнейшей локализацией структурных изменений и переходом из зон ДР «заторможенной» деформации в объемы пограничного контакта между соседними каналами деформации или места, прилегающие к берегам раскрывшихся трещин расслоения, и приводит к некоторому падению откольной прочности.

## 8. Обсуждение результатов

Ниже предлагается анализ полученных результатов, в котором ведущая роль отводится процессам динамического мезо-макро энергообмена, связанного со структурными переходами, а также обсуждаются результаты микроструктурных и рентгеноструктурных исследований образцов после ударного нагружения.

Условие (4.27) определяет критерий перехода процесса динамического деформирования в структурно-неустойчивый режим, который можно рассматривать как структурный переход, инициированный ударным нагружением. Этот переход обусловлен не только величиной средней массовой скорости частиц в ударной волне, но и разбросом частиц по скоростям на мезоскопическом масштабном уровне, т.е. не только детерминистскими, но и стохастическими свойствами деформируемой среды. Критерий (4.27) утверждает, что переход материала в структурно-неустойчивое

состояние происходит тогда, когда скорость изменения вариации скорости выше скорости изменения средней массовой скорости частиц среды, т.е.  $dD/dt > du/dt$  (отношение  $D/u$  играет роль весового коэффициента). После динамического предела текучести соотношение (4.27) является второй пороговой характеристикой динамического поведения материала, определяющей его структурную устойчивость при заданной скорости деформации. Неравенство в критерии (4.27) соответствует ситуации, при которой дефект массовой скорости отличен от нуля:  $\Delta U = (U_{y\partial} - U_{fs}^{\max}) \neq 0$ . Критерий (4.27) был экспериментально подтвержден для сложнолегированных сталей и меди [14,21]. В настоящей работе мы проверим справедливость критерия (4.27) для исследуемого алюминиевого сплава Д16. С этой целью рассмотрим два временных профиля скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$ . Первый профиль (рис.1), полученный для скорости ударника  $U_{y\partial} = 370$  м/с, соответствует скорости деформации, при которой величина дефекта скорости на плато импульса сжатия сопоставима с вариацией массовой скорости (см. рис.6), что указывает на то, что материал еще не переходит в структурно-неустойчивое состояние.



**Рис. 15.** Профили скорости свободной поверхности и вариации скорости в мишени толщиной 15 мм из алюминиевого сплава Д16 при скорости ударника 451 м/с.

В диапазоне скоростей ударника 30-382 м/с дефект скорости, несмотря на некоторый разброс значений, изменяется слабо и в среднем остается равным примерно 20 м/с. Однако, начиная со скорости  $U_{y\partial} = 382$  м/с, дефект скорости  $\Delta U$  резко возрастает, что свидетельствует о смене механизма релаксации внутренних напряжений.

Второй временной профиль, полученный при скорости ударника  $U_{y0} = 451$  м/с, соответствует скорости деформации, для которой характерна большая величина дефекта скорости. Профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  и вариации скорости  $D(t)$ , соответствующие этому нагружению, представлены на рис. 15.

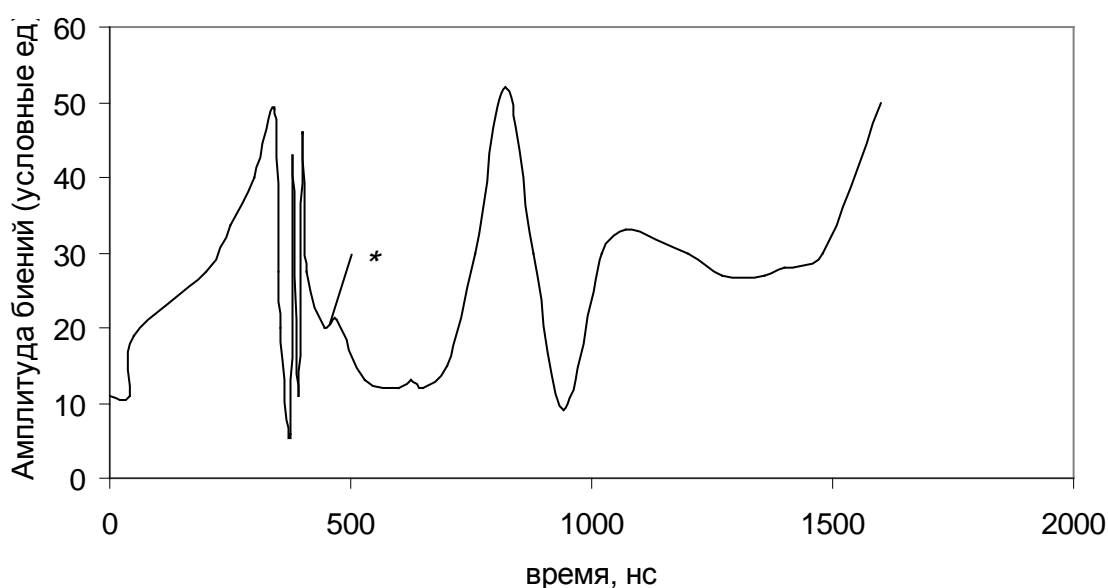
Применим сначала критерий (4.27) к временному профилю скорости свободной поверхности, представленному на рис. 1 ( $U_{y0} = 370$  м/с). Для этого профиля характерно плавное нарастание средней скорости на пластическом фронте волны от его значения на упругом предвестнике до максимального значения на плато импульса сжатия. При этом вариация скорости достигает максимума в середине пластического фронта. Для проверки критерия (4.27) воспользуемся наиболее крутым участком профиля вариации скорости  $AB$ , т.е. там, где скорость ее изменения  $dD/dt$  максимальна. На профиле средней скорости это соответствует участку  $A'B'$ . Для участков  $AB$  и  $A'B'$  имеем:

$D = 36.5$  м/с,  $u = 250$  м/с,  $dD/dt = 0.5 \cdot 10^{11}$  см/с,  $du/dt = 2 \cdot 10^{11}$  см/с. Подставляя эти данные в выражение (4.27), получим  $\left(\frac{D}{u} \frac{\dot{D}}{\dot{u}}\right) < 1$ , т.е. критерий структурного перехода не выполняется.

Проведем аналогичные расчеты для профилей скорости свободной поверхности и вариации скорости, представленных на рис. 15 (скорость ударника 451 м/с). Для участков  $AB$  и  $A'B'$ , соответствующих наибольшей скорости изменения вариации и средней скорости, имеем следующий набор данных:  $D = 46.2 \cdot 10^2$  см/с,  $u = 295 \cdot 10^2$  см/с,  $dD/dt = 0.87 \cdot 10^{11}$  см/с;  $du/dt = 0.1 \cdot 10^{11}$  см/с. Подстановка в выражение (4.27) дает

$\left(\frac{D}{u} \frac{\dot{D}}{\dot{u}}\right) = 1.37 > 1$ . Таким образом, при скорости ударника  $U_{y0} = 451$  м/с критерий

(4.27) выполняется. Дефект скорости при этой скорости ударника увеличивается на порядок величины по сравнению со скоростью  $U_{y0} = 370$  м/с, что можно объяснить тем, что материал испытывает структурный переход. Инкубационное время этого процесса равно 50 нс (момент перехода в структурно неустойчивое состояние указан символом \* на рис. 15 и рис. 16).

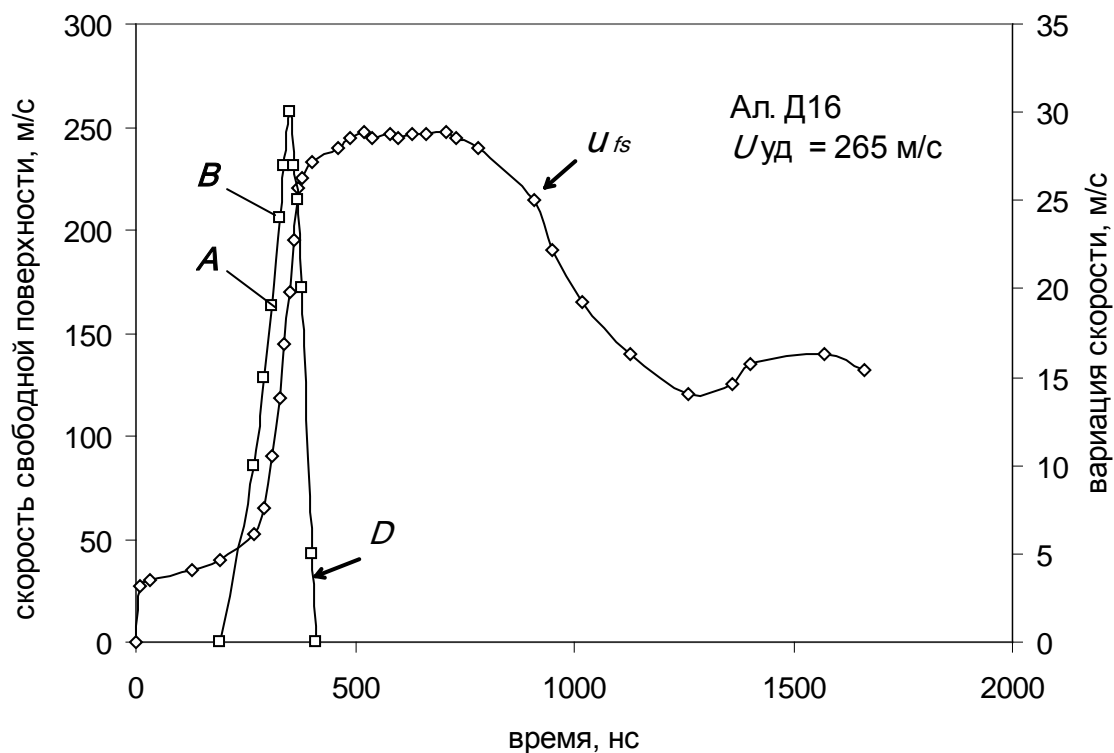


**Рис. 16.** Интерференционный сигнал биений при скорости ударника 451 м/с.

Как видно из рис. 16, при скорости ударника 451 м/с наблюдается отчетливый срыв биений интерференционного сигнала, которому как раз соответствует резкое увеличение дефекта скорости (см. также таблицу 1).

Проведем оценки пространственных масштабов, на которых происходит образование объемных деформационных структур. Как видно из рис. 6, дефект скорости и вариация скорости становятся равными друг другу при двух значениях скорости ударника –  $\sim 265$  м/с и 382 м/с. Временные профили скорости для этих скоростей представлены на рис. 17 и 18.

Рассчитаем сначала пространственный период поляризованной дислокационной структуры материала, полагая, что процесс поляризации происходит уже на упругом предвестнике волны. Примем скорость дислокаций равной скорости поперечных упругих волн в алюминии Д16, а именно  $V_\phi = 3.2 \cdot 10^5$  см/с. Длительность упругого предвестника составляет  $\tau_{уп} = 7.5$  нс, тогда пространственный период поляризованной дислокационной структуры (см. рис. 4) составит величину  $l_\phi = V_\phi \tau_{уп} = 3.2 \cdot 10^5$  см/с  $\times 7.5 \cdot 10^{-9}$  с = 24 мкм.



**Рис. 17.** Временной профиль скорости свободной поверхности в мишени толщиной 15 мм из алюминиевого сплава Д16 при скорости ударника 265 м/с.

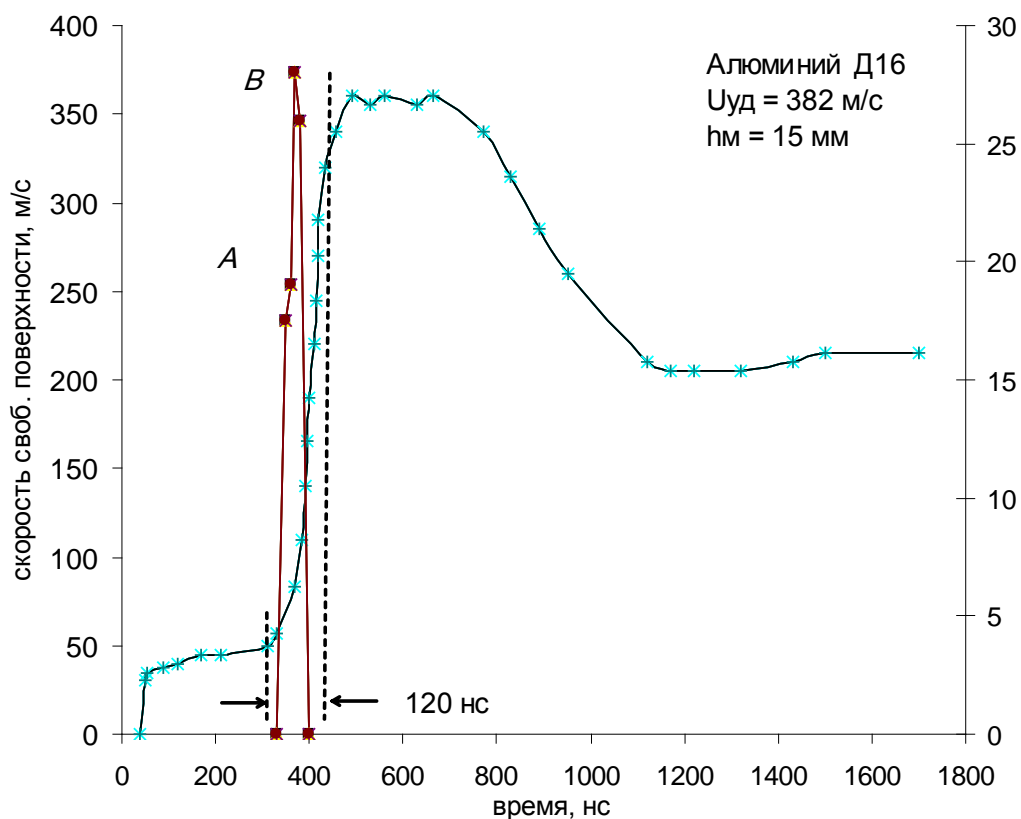
Расчет пространственной ширины пластического фронта проведем для трех временных профилей упругопластических волн, соответствующих скоростям ударника 265 м/с, 382 м/с и 451 м/с (см. рис. 15, 17 и 18).



Для временного профиля, соответствующего скорости ударника 265 м/с (рис. 17), длительность пластического фронта  $\tau_{pl} = 130$  нс, откуда пространственный масштаб фронта равен  $l_{pl} = \frac{1}{2} 2.65 \cdot 10^4 \text{ см/с} \times 1.3 \cdot 10^{-7} \text{ с} \cong 17 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 17 \text{ мкм}$ .

Для временного профиля, соответствующего скорости ударника 382 м/с (рис. 18), длительность пластического фронта  $\tau_{pl} = 125$  нс. Пространственный масштаб фронта равен  $l_{pl} = \frac{1}{2} 3.82 \cdot 10^4 \text{ см/с} \times 125 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 23.8 \text{ мкм}$ .

Для временного профиля, соответствующего скорости ударника 451 м/с (рис. 15), длительность пластического фронта  $\tau_{pl} = 70$  нс. Пространственный масштаб фронта равен  $l_{pl} = \frac{1}{2} 4.51 \cdot 10^4 \text{ см/с} \times 7 \cdot 10^{-8} \text{ с} = 15.75 \text{ мкм}$ .



**Рис. 18.** Временной профиль скорости свободной поверхности в мишени толщиной 15 мм из алюминиевого сплава Д16 при скорости ударника 382 м/с.

Из приведенных оценок следует, что резонансное условие для поляризованной дислокационной структуры выполняется только для пластического фронта, соответствующего скорости ударника 382 м/с. При скоростях ударника 265 м/с и 451 м/с пространственная ширина пластического фронта оказалась в полтора раза меньше, чем период мезоструктуры. Это значит, что резонансное условие (3.17) для мезоструктуры при этих скоростях ударника не выполняется.

Для того чтобы структурный переход имел место, необходимо одновременное выполнение двух условий:

1. Равенство пространственного периода мезоструктуры и ширины пластического фронта импульса сжатия.

2. Равенство макроскопической скорости деформации и локальной скорости деформации на мезоуровне.

Расчеты, выполненные выше для трех скоростей ударника, показывают, что условие (1) выполняется только для удара со скоростью 382 м/с. Для проверки условия (2) применим соотношение (3.27) при трех скоростях ударника.

1).  $U_{y0} = 265$  м/с: в точке А  $\frac{D}{u} = 0.2$ , в точке В  $\frac{D}{u} = 0.186$ . Локальная скорость деформации  $\frac{d}{dt}\left(\frac{D}{u}\right) = 1.74 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Средняя скорость деформации на фронте волны  $\frac{d\varepsilon_{mc}}{dt} = \frac{1}{1.3 \cdot 10^{-7}} = 7.7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ , т.е. почти в пять раз выше, чем локальная. Таким образом, критерий (3.27) для данной скорости ударника не выполняется.

2).  $U_{y0} = 382$  м/с: в точке А  $\frac{D}{u} = 0.22$ , в точке В  $\frac{D}{u} = 0.34$ . Локальная скорость деформации  $\frac{d}{dt}\left(\frac{D}{u}\right) = 0.8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Средняя скорость деформации на фронте волны  $\frac{d\varepsilon_{mc}}{dt} = \frac{1}{1.25 \cdot 10^{-7}} = 0.8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , т.е. равна локальной скорости деформации. Таким образом, критерий (3.27) для данной скорости ударника выполняется.

3).  $U_{y0} = 451$  м/с: в точке А  $\frac{D}{u} = 0.15$ , в точке В  $\frac{D}{u} = 0.17$ . Локальная скорость деформации  $\frac{d}{dt}\left(\frac{D}{u}\right) = 2.6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Средняя скорость деформации на фронте волны равна  $\frac{d\varepsilon_{mc}}{dt} = 1.33 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , т.е. примерно в пять раз выше локальной скорости деформации. Таким образом, критерий (3.27) для данной скорости ударника не выполняется.

Из приведенных расчетов видно, что только при скорости ударника  $U_{y0} = 382$  м/с одновременно выполняются оба условия резонанса для структуры материала и пластического фронта волны. Именно этим можно объяснить тот факт, что только при этой скорости зарождаются объемные деформационные структуры, представленные на рис. 12б, и увеличивается динамическая прочность материала.

## 9. Заключение

Ударные испытания алюминиевого сплава Д16 выявили следующие особенности динамического отклика этого материала на ударное нагружение:

1). Область скоростей деформации, соответствующая скорости ударника в диапазоне  $85 \div 451$  м/с подразделяется на две подобласти, разделенные критической скоростью 382 м/с. В первой подобласти, соответствующей диапазону  $85 \div 382$  м/с, дефект скорости, характеризующий перераспределение энергии между одномерным и трехмерным движением деформируемой среды на мезоуровне, остается примерно постоянным и равным  $\sim 20$  м/с. Во второй подобласти, соответствующей скоростям ударника выше 382 м/с, имеет место рост дефекта скорости, что свидетельствует о

начале интенсивной диссипации энергии. При этом динамическая прочность сплава Д16 падает.

2). При скорости ударника 382 м/с откольная прочность максимальна. При этой скорости ударника вариация массовой скорости сравнивается с величиной дефекта скорости, что соответствует равенству локальной скорости деформации на мезоуровне и макроскопической скорости деформации.

3). По результатам металлографических и рентгеноструктурных исследований в мишенях сплава Д16 при скорости 382 м/с, обнаружено резонансное зарождение трехмерных деформационных структур.

4). Выше скорости 382 м/с происходит активизация процесса динамической рекристаллизации. Ре-кристаллизованные зерна располагаются преимущественно в местах, где на пути пластического фронта оказываются интерметаллидные выделения.

## Литература

- [1] Л.М. Качанов // *Известия АН СССР ОТИ* № 8 (1958) 26.
- [2] Ю.Н. Работнов, В кн.: *Вопросы прочности материалов и конструкций* (Изд-во АН СССР, М., 1959) с. 5.
- [3] J.R. Asay, L.V. Barker // *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 2440.
- [4] Yu.I. Mescheryakov, A.K. Divakov // *Dymat Journal* **1** (1994) 271.
- [5] G.E. Duvall // *Irish Journal of Physics and Technique* **7** (1978) 57.
- [6] Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, N.I. Zhigacheva // *Material Physics and Mechanics* **3** (2001) 63.
- [7] Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, N.I. Zhigacheva, I.P. Makarevich, B.K. Barakhtin // *Phys. Rev. B* **78** (2008) 64301.
- [8] Y.I. Mescheryakov, In: *Shock Compression of Condensed Matter-1999*, ed. by: M.D. Furnish, L.C. Chhabildas, R.S. Nixon (AIP Conference Proceedings-505, Melville, N.Y., 2000) p. 1065.
- [9] Yu.I. Meshcheryakov, In: *Shock Compression of Condensed Matter-2001*, ed. by M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y-Y- Horie (AIP Conference Proceedings-620, Melville, N.Y., 2002) p. 267.
- [10] Yu.I. Mescheryakov, // In: *High-Pressure Shock Compression of Solids VI*, ed. by Y-Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani. (Springer, N. Y. 2002) p. 169.
- [11] T.A. Khantuleva, In: *High-Pressure Shock Compression of Solids VI*, ed. by Y-Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani (Springer, N.Y., 2002) p. 215.
- [12] T.A. Khantuleva, Yu.I. Meshcheryakov, In: *Proceedings of 1-st Annual Int. Conference Roy. Soc. "From Static to Dynamic"* (Inst. of Shock Phys., London, 2010).
- [13] T.A. Khantuleva, Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, In: *Shock Waves in Condensed Matter-2010*, ed. by V.Yu. Klimenko and M.A. Khusainov (High Pressure Center, Moscow, 2010) p. 275.
- [14] J. Hubburd // *Proc. Roy. Soc. London A* **260** (1961) 114.
- [15] T. Kihara, O. Aono // *J. Phys. Soc. Japan* **18** (1963) 837.
- [16] А.А. Алексеев, Б.М. Струнин, В кн: *Динамика дислокаций*, под ред. В.И. Старцева (Наукова думка, Киев, 1975) с. 132.
- [17] Ю.И. Мещеряков, С.А. Атрошенко, А.К. Диваков, Ю.Ф. Титовец, Н.С. Наумова // *Научно-технич. ведомости СПб ГПУ* **3(83)** (2009) 95.
- [18]. Н.Ф. Морозов, В.В. Новожилов // *Физ.-хим. механика материалов* **24** (1988) 21.
- [19] Н.Ф. Морозов, Ю.В. Петров, А.А. Уткин // *Труды Ленинградского Горного института* **125** (1991) 76.
- [20] Л.В. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*. (Наука, М., 1988).
- [21] W. Horsthemke, R. Lefever, *Noise-induced transitions* (Springer-Verlag, N.Y., 1984).

- [22] J.J. Gilman // *Appl. Mech. Rev.* **21** (1968) 767.
- [23] W. Horsthemke, M. Malek Mansour // *Zs. Phys. B* **24** (1976) 307.
- [24] В.И. Владимиров, В.Н. Иванов, Н.М. Приемский, В кн.: *Физика прочности и пластичности*, под ред. С.И. Журкова (Наука, Ленинград, 1986) с. 69.
- [25] Ю.И. Мещеряков // *Доклады РАН* **6** (2004) 177.
- [26] А.М. Косевич, *Дислокации в теории упругости* (Наука, М., 1978).
- [27] А.А. Власов, *Нелокальная статистическая механика* (Наука, М., 1978).
- [28] K. Yano, Y-Y. Horie // *Phys. Rev. B* **59** (1999) 13672.
- [29] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов, *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (Янус-К, М., 1994).
- [30] Л.Е. Попов, Л.Я. Пудан, С.Л. Колупаева, В.С. Кобытев, В.А. Старченко, *Математическое моделирование пластической деформации* (ТГУ, Томск, 1990).
- [31] М.Л. Бернштейн, С.В. Добаткин, Л.М. Капуткина, С.Д. Прокошкин, *Диаграммы горячей деформации, структура и свойства сталей*. (Металлургия, М, 1989).

## THRESHOLD REGIMES AND MICROMECHANISMS OF DYNAMIC STRAINING

Y.I. Meshcheryakov<sup>1\*</sup>, A.K. Divakov<sup>1</sup>, N.I. Zhigacheva<sup>1</sup>, B.K. Barakhtin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute for Problems in Mechanical Engineering RAS, Bolshoi pr. 61, St. Petersburg, 199178, Russia

<sup>2</sup>Central Research Institute for Constructional Materials "Prometei", Shpalernaya str. 49, St. Petersburg, 191015,  
Russia

\*email: ym38@mail.ru

**Abstract.** Two conditions for resonance interaction of loading stress pulse and polarized dislocation structure are found: (1) equality of space period of the dislocation structure and space period of shock front, (2) equality of local strain rate at the mesoscale and macroscopic strain rate. Shock tests of *D16* aluminum alloy within impact velocity range of 30-450 m/s have shown that maximum dynamic strength is realized when both above conditions for resonance interaction are fulfilled simultaneously, which occurs at the impact velocity of 382m/s. The resonance interaction results in formation of deformation structures of mesoscopic scale revealed with metallographic techniques and X-ray analysis of post shocked specimens.

### References

- [1] L.M. Kachanov // *Izvestiya Acad. Sci. USSR Ser. Tech. Sci.* **8** (1958) 26.
- [2] Yu.N. Rabotnov, In: *The problems of strength of materials and constructions* (Publ. Acad. Sci. USSR, M., 1959) p. 5.
- [3] J.R. Asay, L.V. Barker // *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 2440.
- [4] Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov // *Dymat Journal* **1** (1994) 271.
- [5] G.E. Duvall // *Irish Journal of Physics and Technique* **7** (1978) 57.
- [6] Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, N.I. Zhigacheva // *Material Physics and Mechanics* **3** (2001) 63.
- [7] Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, N.I. Zhigacheva, I.P. Makarevich, B.K. Barakhtin // *Phys. Rev. B.* **78** (2008) 64301.

- [8] Y.I. Meshcheryakov, In: *Shock Compression of Condensed Matter-1999*, ed. by M.D. Furnish, L.C. Chhabildas, R.S. Nixon (AIP Conference Proceedings-505, Melville, N.Y., 2000) p. 1065.
- [9] Yu.I. Meshcheryakov, In: *Shock Compression of Condensed Matter-2001*, ed. by M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y-Y- Horie (AIP Conference Proceedings-620, Melville, N.Y., 2002) p. 267.
- [10] Yu.I. Meshcheryakov, In: *High-Pressure Shock Compression of Solids VI*, ed. by Y-Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani (Springer, N.Y., 2002) p. 169.
- [11] T.A. Khantuleva, In: *High-Pressure Shock Compression of Solids VI*, ed. by Y-Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani (Springer, N.Y., 2002) p. 215.
- [12] T.A. Khantuleva, Yu.I. Meshcheryakov, In: *Proceedings of 1-st Annual Intern. Conference Roy. Soc. "From Static to Dynamic"* (Inst. of Shock Phys., London, 2010).
- [13] T.A. Khantuleva, Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, In: *Shock Waves in Condensed Matter-2010*, ed. by V.Yu. Klimenko and M.A. Khusainov (High Pressure Center, Moscow, 2010) p. 275.
- [14] J. Hubburd // *Proc. Roy. Soc. London A* **260** (1961) 114.
- [15] T. Kihara, O. Aono // *J. Phys. Soc. Japan* **18** (1963) 837.
- [16] A.A. Alekseev, B.M. Strunin, In: *Dislocation dynamics*, ed. by V.I. Startsev (Naukova dumka, Kiev, 1975) p. 132.
- [17] Yu.I. Meshcheryakov, C.A. Atroshenko, A.K. Divakov, Yu.F. Titovetz, N.S. Naumova // *Proc. of SPb State Polytech. Univ.* **3(83)** (2009) 95.
- [18] N.F. Morozov, V.V. Novozhilov // *Phys.-Chem. Mech. Mater.* **24** (1988) 21.
- [19] N.F. Morozov, Yu.V. Petrov, A.A. Utkin // *Proc. of Leningrad Mine Institute* **125** (1991) 76.
- [20] L.D. Landay, E.M. Lifshitz, *Hydrodynamic* (Nauka, M., 1988).
- [21] W. Horsthemke, R. Lefever, *Noise-induced transitions* (Springer-Verlag, N.Y., 1984).
- [22] J.J. Gilman // *Appl. Mech. Rev.* **21** (1968) 767.
- [23] W. Horsthemke, M. Malek Mansour // *Zs. Phys. B* **24** (1976) 307.
- [24] V.I. Vladimirov, V.N. Ivanov, N.M. Priemskii, In: *Physics of strength and plasticity*, ed. by S.I. Zhurkov (Nauka, Leningrad, 1986) p. 69.
- [25] Yu.I. Meshcheryakov // *Doklady RAS* **6** (2004) 177.
- [26] A.M. Kosevich, *Dislocations in theory of elasticity* (Nauka, M., 1978).
- [27] A.A. Vlasov, *Nonlocal statistical mechanics* (Nauka, M., 1978).
- [28] K. Yano, Y-Y. Horie // *Phys. Rev. B* **59** (1999) 13672.
- [29] G.I. Kanel, S.V. Rasorenov, A.V. Utkin, V.E. Fortov, *Shock-wave phenomena in condensed media* (Yanus-K, M., 1994).
- [30] L.E. Popov, L.Ya. Pudan, S.L. Kolupaeva, V.S. Kobayev, V.A. Starchenko, *Mathematic modeling of plastic deformation* (Publ. of Tomsk State University, Tomsk, 1990).
- [31] M.L. Bernstein, S.V. Dobatkin, L.M. Kaputkina, S.D. Prokoshkin, *Diagrams of hot deformation structure and features of steels* (Metallurgy, M., 1989).