

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО РЫЧАГА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УДАРНЫХ АДИАБАТ МАТЕРИАЛОВ

© 2022 г. В. И. Таржанов\*

Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина  
Россия, 456770, Снежинск Челябинской обл., ул. Васильева, 13

\*e-mail: v.i.tarzhanov@vniitf.ru

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 28.04.2021 г.

Принята к публикации 01.07.2021 г.

Рассматривается метод оптического рычага, используемый для получения ударных адиабат материалов. Представлен анализ волновых процессов в исследуемых клиновидных образцах с выводом расчетных формул для случаев регистрации одной ударной волны и двухволновых упругопластических конфигураций при нагружении образцов нормально падающей ударной или детонационной волной. Применительно к регистрации одиночных ударных волн построен векторный аналог правила удвоения, позволяющий в гидродинамическом приближении корректно вычислять массовую скорость и другие параметры состояния сжатого материала по измеряемым нормальной компоненте скорости свободной поверхности образца  $W_N$  и волновой скорости. Для двухволновых конфигураций разработана вычислительная процедура перехода от  $W_N$  к массовой скорости с использованием модели идеального упругопластического поведения исследуемого материала. Приведены погрешности метода.

DOI: 10.31857/S0032816221060112

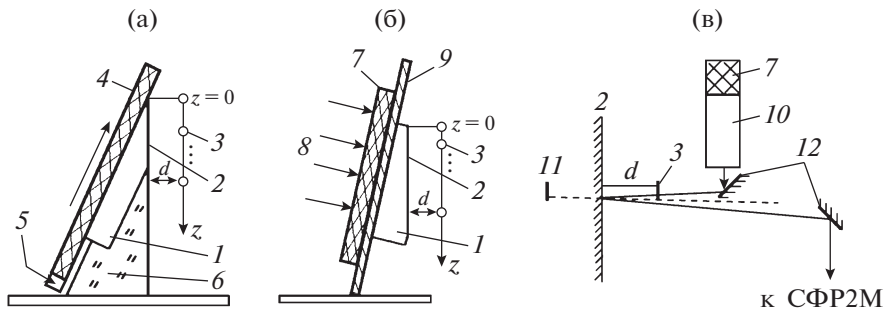
### ВВЕДЕНИЕ

Высокоскоростная фотографическая регистрация является одним из наиболее эффективных методов исследования быстропротекающих процессов. Непрерывную фотографическую регистрацию изображения объекта, вырезанного узкой щелью, называют фотохронографией. Применением фоторегистратора СФР, созданного в Институте химической физики в 1949 году и используемого во многих научных центрах России до настоящего времени, обеспечивается щелевая регистрация ударно-волновых и детонационных процессов в широком диапазоне скоростей развертки изображений от 0.15 до 3.75 мм/мкс при достаточно высоком пространственном и временном разрешении – 20 линий/мм и 20 нс соответственно [1].

Среди большого количества разработанных методов фотохронографической регистрации особое место занимает метод оптического рычага. Метод оптического рычага (о.р.) был впервые развит Оуэном и Дэйвисом в университете Уэльса (Aberystwyth, Великобритания). Первая публикация о методе [2] относится к 1949 году. Это был одотрековый метод с фотохронографической разверткой во времени узкого пучка одного “светового карандаша”. У Аллена и МакКлери [3] ме-

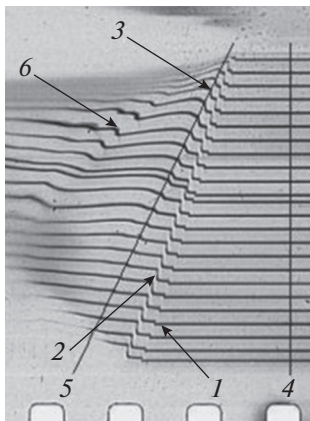
тод стал многотрековым. В работах Катса, Дорана, Куррана [4], Фаулеса [5], Пьерэ, Пуола, Тувеина [6] метод приобрел современный облик. Есть и его вариант – метод погруженной фольги [7, 8].

Метод о.р. широко применяется в РФЯЦ–ВНИИТФ [8–16]. Так, используется вариант метода для исследования откольных явлений при разгрузке ударно-нагруженных образцов [11]. Отработано применение защитных металлических покрытий на диагностируемых поверхностях клиновидных образцов для изучения слабоотражающих материалов, таких как взрывчатые вещества (в.в.) [8, 12] или быстро окисляющиеся металлы [13, 14]. Создана модификация метода для исследования материалов во взрывозащитных гермоконтейнерах с несколькими стеклами в иллюминаторе. Разработан двухрастровый метод о.р., позволяющий одновременно с хорошим разрешением регистрировать и слабую, и сильную волну в двухволновых конфигурациях. Метод модифицирован [15, 16] для регистрации дисперсии скорости свободной поверхности образцов, связанной со структурной неоднородностью деформации материалов при ударно-волновом нагружении [17]. Приведенные выше значения временного и пространственного разрешения обеспечиваются в



**Рис. 1.** Типовые схемы постановки экспериментов: **а, б** – нагружение скользящей и нормальной детонацией соответственно (вид сбоку); **в** – оптическая схема (вид сверху). 1 – исследуемый клинообразный образец; 2 – полированная свободная поверхность образца; 3 – растр; 4 – листовый заряд в.в.; 5 – линейный генератор детонационной волны; 6 – подставка; 7 – цилиндрический заряд в.в.; 8 – направление инициирования в.в. генератором плоской волны; 9 – экран; 10 – взрывная аргоновая подсветка; 11 – изображение светящихся щелей растра в полированной поверхности образца; 12 – поворотные зеркала;  $d$  – оптический рычаг.

методе о.р. минимизацией вплоть до 0.1 мм ширины щелей фоторегистратора и применяемого растра, а скорость развертки изображения выбирается максимальной – 3.75 мм/мкс. Для повышения точности измерений применяется программа оцифровки треков хронограммы. Двумерное сканирование фотохронограммы с разрешением 2400 линий/дюйм, автоматическое построение программой поперечного фотометрического профиля каждого трека с выделением максимума на каждом временном шаге 3 нс позволили в 3–5 раз улучшить временное и пространственное разрешение метода в зависимости от степени размытия треков из-за дисперсии регистрируемой скорости, характерной для каждого исследуемого материала.



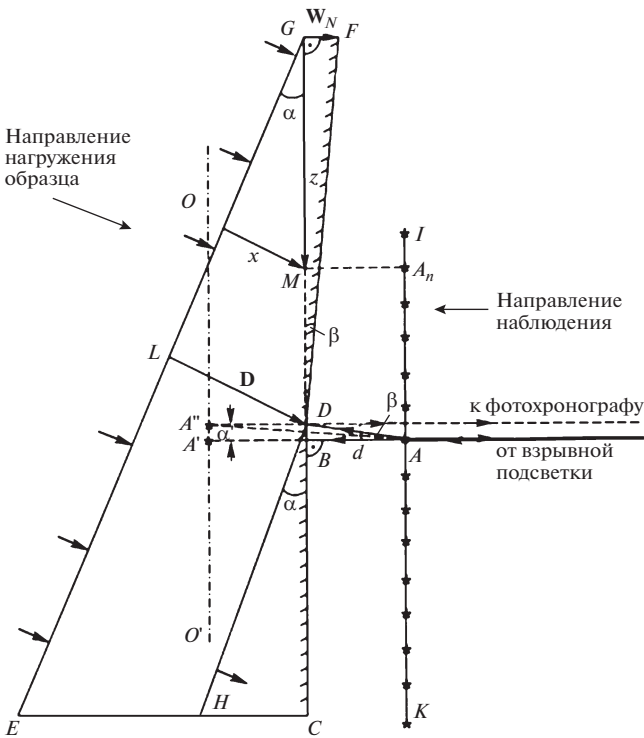
**Рис. 2.** Фотохронограмма с регистрацией трехволновой конфигурации в стали 30ХГСА (фотохронограф СФР2М [18]). Нагружение – нормальная детонация слоя октогенсодержащего в.в. через экран из стали 12Х18Н10Т. Скорость развертки по пленке 3.75 мм/мкс. Оптический рычаг – 44 мм. Выходы: 1 – упругого предвестника, 2 – фазового предвестника, 3–5 – основной пластической волны, 6 – волны сжатия от поверхности откольного разрушения.

Используемые во ВНИИТФ типовые постановки взрывных экспериментов с диагностикой методом о.р. показаны схематически на рис. 1. Исследуемый образец ( $50 \times 30 \times 12$  мм с углом при вершине  $12^\circ$ ), располагаемый на экране взрывного нагружающего устройства, выполняется в виде клина, свободная поверхность которого полируется и способна служить зеркалом. На известном расстоянии  $d$  (длине оптического рычага) от полированной поверхности образца параллельно ей располагается растр с системой щелей.

Фотохронограф фокусируется на изображение светящихся щелей растра в отполированной поверхности образца. Щель фотохронографа ортогональна линиям растра и вырезает систему точечных источников света. Смещения изображений этих источников света по пленке регистрируются непрерывно во времени. Величина  $d$  выбирается в диапазоне 20–120 мм в зависимости от решаемой задачи.

Достоинством метода является возможность 10–20-трековой регистрации на разных толщинах образца временных профилей многоволновых конфигураций, связанных с проявлением материалом упругости и пластических свойств, а также с протеканием в нем полиморфных превращений. Пример такой регистрации приведен на рис. 2.

Следует отметить отсутствие на сегодня общепринятой системы расчетных формул метода. В разных работах используются свои варианты набора формул. Связано, это, во-первых, с разной степенью приближенности рассмотрения течения исследуемого материала в клиновом образце при взаимодействии многих косых волн, во-вторых, с различными способами взрывного нагружения образца, в-третьих, с поведением изучаемого материала (гидродинамическим или упругопластическим с полиморфными превращениями или без них).

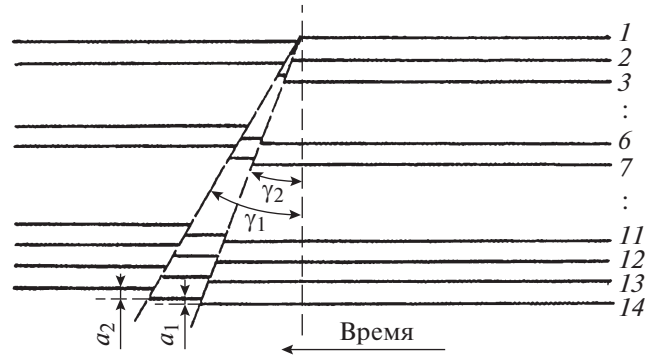


**Рис. 3.** Схема расположения в образце ударного фронта и смещенной свободной поверхности в фиксированный момент времени (вид сбоку).  $ECG$  – образец;  $DH$  – фронт ударной волны;  $DF$  – повернутая на угол  $\beta$  свободная поверхность образца;  $IK$  – растр;  $OO'$  – плоскость изображения растра;  $A$  – точечный источник света в плоскости растра;  $A'$  – изображение источника  $A$  в невозмущенном зеркале  $CD$ ;  $A''$  – то же в зеркале, повернутом на угол  $\beta$ ;  $A'A'' \equiv a'$  – смещение изображения источника  $A$  при выходе ударной волны в точку  $D$ ;  $d$  – оптический рычаг;  $z$  – расстояние от вершины образца до точки  $M$ , расположенной на расстоянии  $x$  от поверхности нагружения образца, связанной с отражением точечного источника  $A_n$  на растре.

Целью данной работы является анализ волновых процессов с выводом расчетных формул метода о.р. для случаев регистрации одной ударной волны и двухволновых упругопластических конфигураций при нагружении образцов нормально падающей ударной или детонационной волной.

### РЕГИСТРАЦИЯ ОДНОЙ И ДВУХ УДАРНЫХ ВОЛН

Для упрощения анализа проведем рассмотрение нагружения клиновидного образца стационарными ударными волнами, т.е. волнами со столбовидным профилем. Для случая нестационарных волн проведенное рассмотрение и полученные расчетные формулы будут справедливы в окрестностях каждой фиксируемой на хронограмме растровой линии.



**Рис. 4.** Схема фотохронограммы с регистрацией методом о.р. выхода двухволновой конфигурации на свободную поверхность образца:  $a_1$  и  $a_2$  – смещения растровых линий за 1-м и 2-м фронтами;  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – углы наклона линий срыва растровых линий для 1-й и 2-й волн; 1–14 – номера растровых линий.

На рис. 3 показана схема регистрации одной ударной волны.

Нагружение образца осуществляется с тыльной поверхности образца ударной волной, выходящей из экрана нагружающего устройства.

Видно, что до прихода на диагностируемую поверхность образца ударного фронта в плоскости  $OO'$  наблюдаются мнимые изображения светящихся растровых щелей  $A'$ . При отражении фронта ударной волны от поверхности образца появляется повернутый на угол  $\beta$  участок зеркала. Это приводит к возникновению вторых мнимых изображений  $A''$  каждой растровой щели. Для показанной на рисунке одной щели  $A$  впервые это изображение появляется на фотопленке, когда ударный фронт приходит в точку  $D$  пересечения повернутой поверхности с перпендикуляром к ней из точки  $A''$ . Это изображение существует до конца регистрации. При проходе ударным фронтом участка  $DB$  клиновой поверхности регистрируются оба мнимых изображения  $A'$  и  $A''$ . В точке  $B$  существовавшее от начала регистрации начальное изображение светящейся растровой щели  $A'$  исчезает (срывается).

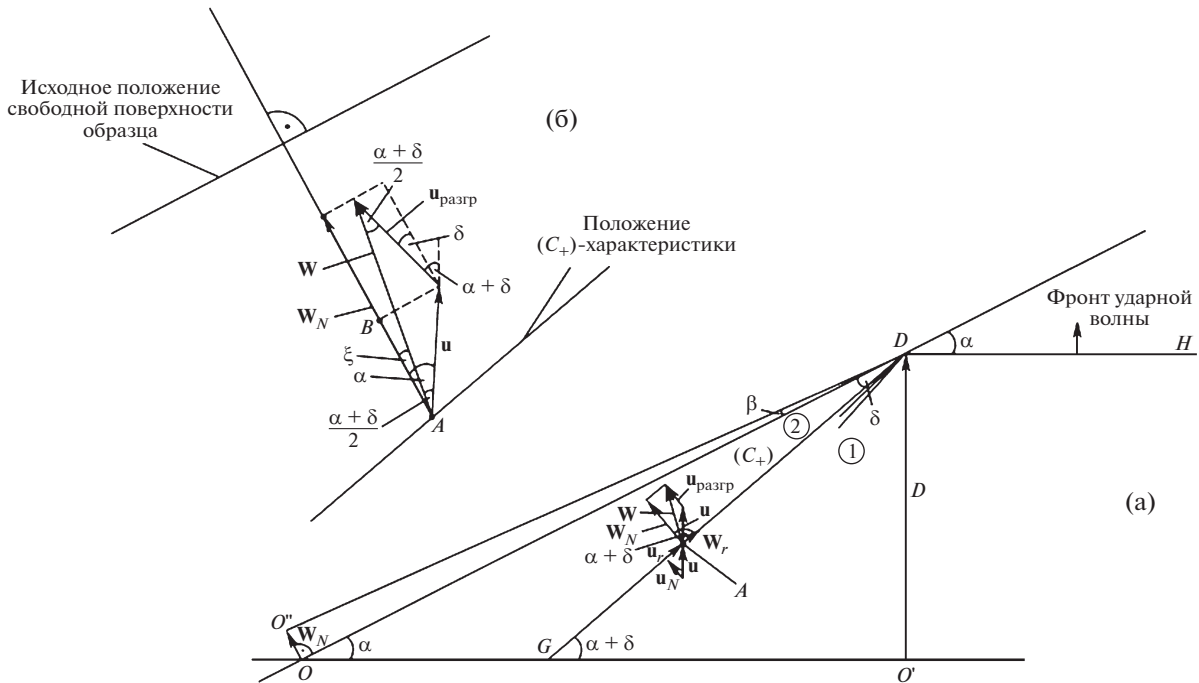
Регистрируемыми на хронограмме (рис. 4) величинами являются:

- углы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  линий срыва исходных растровых линий при выходе на поверхность образца 1-го и 2-го фронтов;

- смещения  $a_1$  и  $a_2$  каждой растровой линии после выхода на поверхность образца соответственно 1-го и 2-го волновых фронтов.

Известны три метода получения ударных адиабат материалов – методы “откола”, “торможения” и “отражения” [19]. Метод о.р. очень похож на метод “откола”. В нем также регистрируются волновая скорость и скорость свободной поверхности  $W$  после выхода на нее фронта волны. Существен-





**Рис. 6.** Векторная диаграмма поворота потока материала образца в отраженной от свободной поверхности образца волне разрежения:  $DG$  – последняя  $(C_+)$ -характеристика веера волны разрежения, возникающего в точке  $D$ ; точка  $A$  – произвольная точка на  $(C_+)$ -характеристике; **а** – полная схема, **б** – фрагмент к определению  $W_N$ .

Если  $\text{tg}\gamma$  – тангенс угла наклона линии срыва растровых линий на фотохронограмме (рис. 4), а  $V_p$  – скорость щелевой развертки фотохронографа, то

$$\frac{V_p}{V_\phi M} = \text{tg}\gamma,$$

где  $V_\phi$  – фазовая скорость пересечения фронтом волны свободной поверхности образца.

Из треугольника  $GLD$  (рис. 3) для скорости ударного фронта  $D$  следует:

$$D = V_\phi \sin \alpha = \frac{V_p}{M \text{tg}\gamma} \sin \alpha. \quad (2)$$

Абсолютная величина нормальной компоненты скорости свободной поверхности  $W_N$  вычисляется из треугольника  $DGF$  с использованием (1):

$$W_N = V_\phi \text{tg}\beta = \frac{V_p a}{2dM^2 \text{tg}\gamma}. \quad (3)$$

Эта формула является точной для любых  $\beta$ .

*Разгрузка ударно-нагруженного образца на свободной поверхности*

При выходе ударной волны на поверхность образца под углом  $\alpha$  из точки  $D$  выходит косая волна разрежения  $DG$  с веером  $(C_+)$ -характеристик, пе-

редовящих материал образца из состояния 1 в состояние 2 (рис. 6а). Точка пересечения ударного фронта со свободной поверхностью клина, распространяясь вдоль поверхности с фазовой скоростью  $V_\phi$ , прошла к рассматриваемому моменту времени расстояние от точки  $O$  до точки  $D$ .

Строя векторную диаграмму поворота потока в волне разрежения, найдем искомую связь  $W_N = f(u)$  – векторный аналог правила удвоения.

Известно [19, 20], что скорость свободной поверхности  $W$  всегда складывается из двух компонент – инерционной и разгрузочной. Инерционная компонента – это массовая скорость  $u$ . Показано, что в одномерном случае в гидродинамическом приближении, когда прочность ударно-сжатого материала незначительна, разгрузочная компонента  $W - u$  равна массовой скорости  $u$ , откуда следует правило удвоения  $W = 2u$ .

При разгрузке образца, нагруженного ударной волной, выходящей под углом относительно его свободной поверхности, направление вектора разгрузочной компоненты изменяется. Абсолютная величина его равна  $|u_{\text{разгр}}| = |W - u|_{\text{одномерн}} = |u|$  (рис. 6), а измененное направление перпендикулярно к последней  $(C_+)$ -характеристике волны разрежения, на которой заканчивается поворот потока материала образца при разгрузке. Таким образом, вектор скорости свободной поверхности  $W$  при разгрузке материала, нагруженного

ударной волной, выходящей под углом к поверхности образца, является векторной суммой инерционного вектора массовой скорости  $\mathbf{u}$  и вектора разгрузки  $\mathbf{u}_{\text{разгр}}$ .

Из уравнений сохранения массы, импульса и энергии вещества на фронте косоугольной волны (см., например, [21]) следует, что при переходе через волну разрежения тангенциальные составляющие векторов потока сохраняются, а нормальная компонента вектора  $\mathbf{W}$  должна быть равна сумме нормальных компонент векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{u}_{\text{разгр}}$ . Пренебрегая шириной веера характеристик волны разрежения, будем относить все изменения потока вещества к последней ( $C_+$ )-характеристике. Из векторной диаграммы скоростей (рис. 6) следует:

$$u_n = u \cos(\alpha + \delta),$$

$$u_\tau = u \sin(\alpha + \delta),$$

$$W_\tau = u_\tau = u \sin(\alpha + \delta),$$

$$W_N = u + u \cos(\alpha + \delta) = u[1 + \cos(\alpha + \delta)] = \\ = 2u \cos^2[(\alpha + \delta)/2],$$

$$W = u\sqrt{2[1 + \cos(\alpha + \delta)]} = 2u \cos[(\alpha + \delta)/2]. \quad (4)$$

Здесь и далее абсолютные величины векторов жирным шрифтом не выделяются.

Формула (4) является связью абсолютной величины вектора скорости свободной поверхности с массовой скоростью  $u$  за фронтом ударной волны, если известна зависимость  $\delta = f(\alpha, D, u)$  — угла наклона последней ( $C_+$ )-характеристики веера волны разрежения к исходному положению свободной поверхности.

Поскольку регистрируемые на хронограммах скачки  $a_{ij}$  (рис. 4) определяют собой нормальную (к исходной поверхности клина) составляющую  $W_N$  скорости свободной поверхности  $W$ , то логично связать искомую массовую скорость  $u$  с этой нормальной составляющей.

Из рис. 6б видно, что

$$W_N = u \cos \alpha + u \cos \delta = u(\cos \alpha + \cos \delta), \quad (5)$$

тогда для  $u$  получим:

$$u = \frac{W_N}{\cos \alpha + \cos \delta}. \quad (6)$$

Интересно рассмотреть предельные случаи для формулы (6). Известно, что для слабых волн (в акустическом приближении)  $\delta = \alpha$ . Для этого случая (6) преобразуется так:

$$u = \frac{W_N}{\cos \alpha + \cos \delta_{\delta \rightarrow \alpha}} = \frac{W_N}{2 \cos \alpha}. \quad (7)$$

Такой формулой малоуглового приближения широко пользуются исследователи при нагружении образцов скользящей детонацией, когда про-

должные напряжения, например, в железе  $\leq 10$  ГПа [9–11].

При уменьшении угла выхода ударной волны на свободную поверхность клина  $\alpha$ , т.е. при приближении к случаю одномерного нагружения (при  $\alpha \rightarrow 0$ )  $u_N \rightarrow W_N/2$ .

Вектор  $\mathbf{W}$  расположен под углом  $\xi$  к нормали исходной поверхности клина (рис. 6б).

Используя (4) и (5), получим

$$\cos \xi = \frac{W_N}{W} = \frac{u(\cos \alpha + \cos \delta)}{2u \cos\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right)} = \\ = \frac{2u \cos\frac{\alpha + \delta}{2} \cos\frac{\alpha - \delta}{2}}{2u \cos\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right)} = \cos\frac{\alpha - \delta}{2}.$$

В итоге

$$\xi = \frac{\alpha - \delta}{2}. \quad (8)$$

Видно, что для слабых волн (при  $\alpha = \delta$ )  $\xi = 0$ , т.е. вектор  $\mathbf{W}$  нормален к исходной поверхности образца. Для умеренно сильных волн и, например, при  $\alpha \approx 12^\circ$   $\delta$  будет лежать в диапазоне  $14^\circ - 4^\circ$ , а  $\xi$  составит  $1^\circ - 4^\circ$ . Это дает отличие модулей векторов  $|\mathbf{W}_N|$  и  $|\mathbf{W}|$ , равное  $2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$ , т.е.  $0.02 - 0.2\%$ .

Угол  $\delta$  расположения последней ( $C_+$ )-характеристики веера центрированной волны разрежения находится с использованием векторной диаграммы, аналогичной применявшейся в методе боковой разгрузки [22]. Эта характеристика строится как касательная к звуковой окружности, расширяющейся внутрь клина со скоростью звука  $c$  и смещающейся к диагностируемой поверхности с массовой скоростью  $u$ . Тригонометрическое рассмотрение такой диаграммы дает выражение

$$\sin \delta = \frac{\frac{c}{D} - \frac{u \cos \alpha}{D \cos \delta}}{1 - \frac{u \sin(\alpha + \delta)}{D \cos \delta}}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что угол  $\delta$  является функцией и угла  $\alpha$ , и параметров ударно-волнового состояния ( $u, D$ ), и скорости звука  $c$ . Формула (9) преобразуется к виду с выделенным частным  $\frac{u}{D}$ :

$$\frac{u}{D} \frac{[\sin \delta \sin(\alpha + \delta) - \cos \alpha]}{\cos \delta} = \frac{c}{D} + \frac{\sin \delta}{\sin \alpha}. \quad (10)$$

Проверка формулы (9) на предельные переходы дает для слабых волн, когда  $c = D$  и  $u \rightarrow 0$ :

$$\sin \delta = \frac{1 + 0}{1/\sin \alpha - 0} = \sin \alpha, \quad \text{т.е. } \delta = \alpha.$$

Результат логичен и подтверждает (9).

Угол  $\delta$  по (9) или (10) легко определяется численно для выбранных значений  $c$  и  $u$ .

Представление о влиянии угла  $\delta$  дают оценки, проведенные для стали 12X18H10T. Минимальный в области существования упруго-пластической конфигурации ( $u \leq 0.85$  км/с [9]) угол  $\delta$  равен  $7.5^\circ$  при  $\alpha = 12^\circ$ . Для слабых пластических волн, чуть выше предела упругости Гюгонио, при  $\delta = \alpha = 12^\circ$

$\frac{u}{W_N}$  составляет 0.5110, а для более сильных пластических волн, вблизи точки закрытия упругого предвестника, при  $\delta_{\min} = 7.5^\circ$  и  $\alpha = 12^\circ$  отношение

$\frac{u}{W_N} = 0.5064$ . Различие составляет только 0.9%.

При выборе образцов с меньшими углами при реализации меньших углов между фронтом ударной волны и поверхностью рассматриваемое различие заметно снижается. Так, для  $\alpha = 5^\circ$  при  $\delta = \alpha = 5^\circ$  отношение

$\frac{u}{W_N} = 0.50191$ , а при минимальном  $\delta_{\min} =$

$= 1.71^\circ - \frac{u}{W_N} = 0.50106$ . Различие составляет всего 0.2%.

Приведенные оценки иллюстрируют величину погрешности в определении  $u$  по измеренным  $W_N$  без знания  $c$  в предположении  $\delta = \alpha$ , т.е. по формуле малоуглового приближения (7).

Несмотря на слабую чувствительность  $u$  к углу  $\delta$ , корректное установление положения волны разрежения в образце необходимо. Оно важно при рассмотрении взаимодействия с ней второй ударной волны в случае регистрации двухволновой конфигурации.

Итак, в итоге – совокупность уравнений (6) и (9) или (6) и (10), в которых две неизвестные величины  $u$  и  $\delta$  и один задаваемый параметр  $c_0$ , позволяет определять массовую скорость  $u$  по первичным параметрам  $D$  и  $W_N$  для одной ударной волны в гидродинамическом приближении. Однако проведенный анализ справедлив и для чисто упругого поведения исследуемого материала. Все полученные соотношения применимы к упругим предвестникам двухволновых структур, реализующихся в упругопластической области. В упругой области сжатия надо использовать продольную нулевую скорость звука  $c_0$ , а в пластической области – объемную нулевую  $c_{B0}$ .

#### *Вычисление параметров ударно-волнового состояния*

В гидродинамическом приближении давление  $p$ , сжатие  $\frac{\rho}{\rho_0}$  и относительная деформация  $\epsilon_{xx}$  определяются по формулам

$$p = \rho_0 D u, \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{D}{D - u}, \quad \epsilon_{xx} = \frac{u}{D}.$$

Как указано выше, данные формулы справедливы и при чисто упругом сжатии материалов, т.е. для упругих предвестников двухволновых структур, реализующихся при ударном сжатии. При этом первая формула переписывается для продольного напряжения  $\sigma_{xx}$  в материале в виде  $\sigma_{xx} = \rho_0 D u$ .

#### **ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЫХОДЕ ВТОРОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ КЛИНОВОГО ОБРАЗЦА**

Будем рассматривать двухволновую конфигурацию, оба фронта которой рождаются одновременно на поверхности нагружения образца. Такая конфигурация реализуется в веществах с упругопластическим поведением. Кинетикой деформации будем пренебрегать. Обе волны будем считать стационарными, т.е. имеющими столбовидные профили. Данное допущение не ограничивает применимости получаемых формул для нестационарных волн в малой окрестности точки пересечения свободной поверхности образца ударным фронтом, если размер этой окрестности значительно меньше характерного размера спада параметров на профиле ударной волны.

#### *Взаимодействие второй ударной волны с волной разгрузки материала, нагруженного первой ударной волной*

Рассмотрим сначала, что происходит при выходе двухволновой конфигурации на свободную поверхность образца в одномерном случае (рис. 7). Упругий предвестник переводит материал образца в состояние 1. При выходе его на свободную поверхность образца материал разгружается в первой упругой волне разрежения, распространяющейся навстречу пластическому фронту, переводящему материал в состояние 2. В результате взаимодействия упругой волны разрежения и пластического фронта в материале образца реализуются новый второй упругий предвестник, движущийся к свободной поверхности с состоянием за фронтом 1', и преобразованная пластическая волна, переводящая материал в состояние 2'. После отражения второго упругого предвестника от свободной поверхности с формированием состояния 1<sub>00</sub> он ревербирует и далее между поверхностью и пластическим фронтом на очень малом расстоянии за все более короткие промежутки времени. При отражении пластического фронта от поверхности реализуется состояние 2'''' со скоростью разгруженного материала образца  $W_2$ .

В интересующей нас клиновой геометрии образца при выходе на его диагностируемую свободную поверхность второй волны под углом реа-

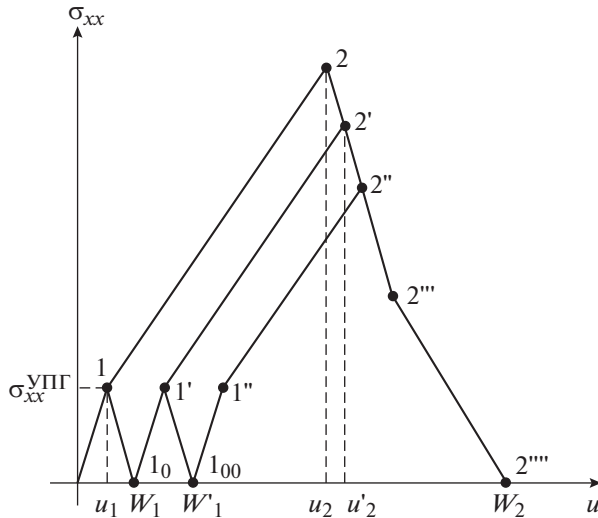


Рис. 7. Двухволновое упругопластическое нагружение материала и его упругопластическая разгрузка в  $\sigma_{xx}$  –  $u$ -координатах при  $\alpha = 0$ .

лизуются все названные выше волновые взаимодействия. Для их описания мы будем пользоваться одномерной  $\sigma_{xx}$ – $u$ -диаграммой (рис. 7), помня, что “разлетные” компоненты массовых скоростей будут неколлинеарны инерционным компонентам и должны складываться с ними векторно.

Из рис. 8 видно, что в результате взаимодействия второго ударного фронта с волной упругой разгрузки в клиновом образце формируется новая упругопластическая конфигурация. За новым упругим предвестником  $HK$  формируется состояние  $1'$  с массовой скоростью  $u'_1$ , являющейся суммой векторов  $W_1$  и  $u_1$ . “Представитель” второй ударной волны  $HS'$  вынужден распространяться по состоянию  $1'$ , обеспечивая за своим фронтом состояние  $2'$ . “Представитель” – это новая ударная волна, возникающая при распаде второй ударной волны в точке  $H$  на волне разрежения. Из точки  $K$  на повернутой свободной поверхности образца, в которой второй упругий предвестник разгружается, выходит вторая волна упругой разгрузки  $KM$ . “Представитель” второй ударной волны взаимодействует с этой второй волной разгрузки в области вблизи точки  $S'$ , реализуя за фронтом на участке  $SS'$  состояние  $2''$ . Ниже и левее точки  $K$  свободная поверхность образца доворачивается на угол  $\delta\beta_1$  прежде, чем на нее выйдет фронт “представителя”  $SS'$  второй волны. Угол  $\delta\beta_1$  примерно вдвое меньше, чем  $\beta_1$ . При встрече волны разрежения  $KM$  и фронта “представителя” второй волны в точке  $S'$ , в принципе, должен сформироваться еще один, третий упругий предвестник (у.п.). Этот предвестник, отразившись от свободной поверхности, сформирует третью волну упругой разгрузки, которая будет еще взаимо-

действовать с фронтом “представителя” второй волны. Однако это и еще последующие переотражения у.п. в угле  $KSS'$  проходят за весьма короткое время.

В связи с тем, что при реально используемых углах  $\alpha \leq 12^\circ$  точка  $K$  расположена очень близко к точке  $S$ , и второй у.п. обнаруживает себя на очень короткое время ( $\sim 0.1$  мкс), а также с тем, что состояния  $2'$  и  $2''$  лежат на единой изэнтропе упругой разгрузки (рис. 7), далее не будем учитывать существование второго у.п. и его волны разгрузки. Будем рассматривать упрощенную картину выхода на свободную поверхность образца только “представителя” второй волны.

Вообще говоря, вторая ударная волна должна преломиться в т.  $H$  (рис. 8) на некий угол  $\phi$  на первой волне разрежения, а сама волна разрежения – преломиться на ударной волне.

Поскольку разгрузка материала образца из состояния  $2$  в состояние  $2'$  упругая (рис. 7), то последней ( $C_+$ )-характеристике волны разрежения, прошедшей “сквозь” второй ударный фронт, соответствует продольная скорость звука  $c_b$ , характерная для состояния  $2'$ . Распространяется звуковая окружность против вектора массовой скорости  $u_2$ . Сопоставление на рисунке волн разрежения до и после взаимодействия со второй волной в стали 12X18H10T с использованием данных по скоростям звука из [23] показывает, что угол  $\delta'$  отличается от угла  $\delta$  на  $0.9^\circ$  (при  $\alpha = 12^\circ$ ) во всем диапазоне существования упругопластической конфигурации.

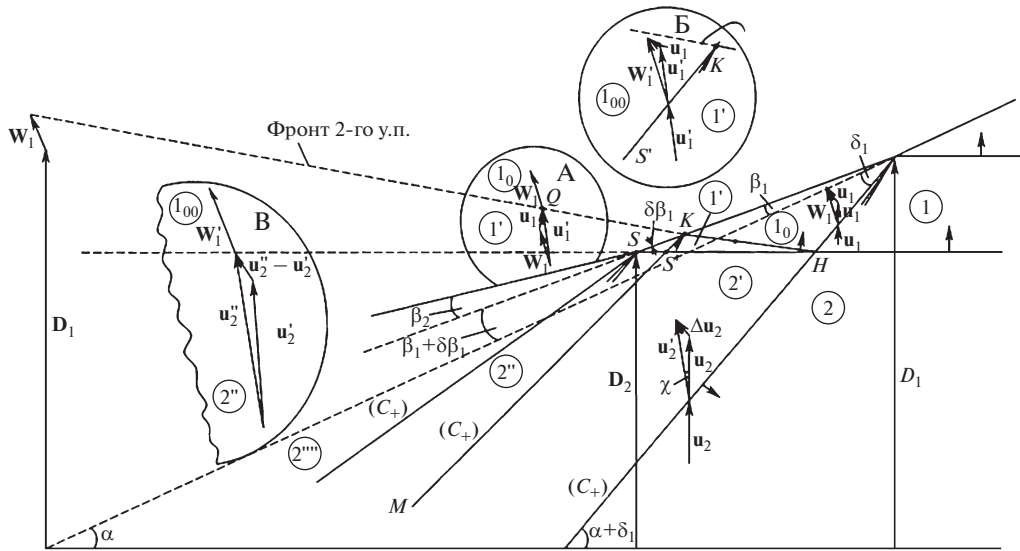
Так как угол  $\delta'$ , хоть и немного, но отличается от угла  $\delta$ , то возникает и небольшой перекосяк на угол  $\phi$  “представителя” второго фронта относительно самого фронта.

Проведенная оценка угла перекосяка “представителя” второй волны относительно самой второй волны для середины диапазона существования двухволновой конфигурации ( $u_2 = 8u_1$ ) в стали 12X18H10T [9] дала значение  $\phi_{\max} = 0.3^\circ$ . Такой перекосяк фронтов приводит к ошибке в вычислении  $D_2$  по  $V_{\phi_2}$ , равной 0.01%. Аналогичный анализ для других металлов дает такие же результаты.

Таким образом, показано, что взаимодействие второй ударной волны с волной разгрузки упругого предвестника не приводит к значимому преломлению ни фронта ударной волны, ни характеристик волны разгрузки. Отсюда следует важный вывод о том, что скорость распространения “представителя” второй волны  $D_{2\Sigma}$  равна скорости самой второй волны  $D_2$ . Это означает, что плоскость “представителя” является продолжением плоскости фронта второй ударной волны.

Массовая скорость  $u'_2$  за фронтом “представителя” второй волны может быть выражена через параметры рассматриваемых двух волн.





**Рис. 8.** Результаты взаимодействия 2-й ударной волны с волной разгрузки материала образца за упругим предвестником: А – векторная диаграмма потоков при формировании состояния 1' в произвольной точке Q линии HK в области HKS'; Б – то же при упругой разгрузке из состояния 1' в области KSS'; В – то же при формировании состояния 2'' за ударным фронтом SS'.

С использованием векторной диаграммы на рис. 8 абсолютная величина вектора  $u_2$  записывается через углы  $\alpha$ ,  $\delta_1$  и скорости  $u_2$ ,  $\Delta u_2$  следующим образом:

$$u'_2 = \sqrt{\Delta u_2^2 + u_2^2 + 2\Delta u_2 u_2 \cos(\alpha + \delta_1)}. \quad (11)$$

Угол наклона  $\chi$  вектора  $u'_2$  к вектору  $u_2$  записывается так:

$$\chi = \arctg \left[ \frac{\Delta u_2 \sin(\alpha + \delta_1)}{u_2 + \Delta u_2 \cos(\alpha + \delta_1)} \right]. \quad (12)$$

*Регистрация второй ударной волны*

Регистрация второй ударной волны, распространяющейся в образце, осуществляется через ее “представителя” SH (рис. 9). В связи с этим необходимо установить связь параметров “представителя” с параметрами самой ударной волны.

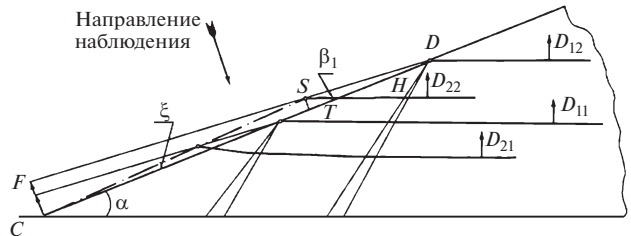
Рассматривая положение двухволновой конфигурации в клиновом образце в два момента времени (рис. 9), можно увидеть, что точки пересечения “представителя” SH второй ударной волны с поворачиваемой на угол  $\beta_1$  поверхностью клина при отражении первой волны не лежат ни на линии CD (исходное положение поверхности клина), ни на линии FD (развернутая на угол  $\beta_1$  поверхность). Геометрическим местом расположения точек выхода “представителя” второй ударной волны на регистрируемую зеркальную поверхность в разные моменты времени является прямая CS, наклоненная к CD под углом  $\xi$ . Эта прямая наблюдается в виде ее проекции CT на плоскость наблюде-

ния, при этом  $CT = CScos\xi$  или  $V_{\phi 2} = CScos\xi$ . Здесь под фазовой скоростью  $V_{\phi 2}$  понимаем не истинную скорость пересечения развернутой поверхности волны, а ее проекцию на плоскость наблюдения, параллельную исходной поверхности образца ( $V_{\phi 2} \equiv CT$ ). Это целесообразно в связи с тем, что на пленке регистратора фиксируется с масштабом M именно эта проекция.

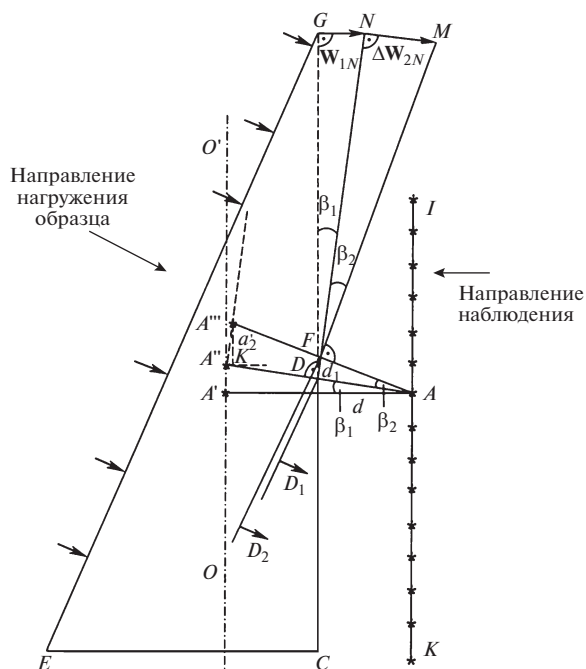
Принимая в расчет сказанное, можно записать следующее.

Из треугольника CSD по теореме синусов имеем:

$$\frac{V_{\phi 1}}{\sin CSD} = \frac{CS}{\sin CDS} = \frac{V_{\phi 2}}{\sin CDS \cos \xi}. \quad (13)$$



**Рис. 9.** Двухволновая конфигурация в образце в два различных момента времени:  $D_{11}$  и  $D_{21}$  – скорости первого и второго фронтов в момент времени  $t_1$ ;  $D_{12}$  и  $D_{22}$  – скорости фронтов в момент времени  $t_2$ ; CS – геометрическое место точек пересечения клиновидной поверхности вторым фронтом в моменты времени от 0 до  $t_2$ .



**Рис. 10.** Схема расположения двух ударных волн в клиновом образце и повернутой зеркальной поверхности на углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$  (вид сбоку):  $IK$  – растр;  $OO'$  – плоскость изображения растра;  $A$  – точечный источник света в плоскости растра;  $A'$  – изображение источника  $A$  в невозмущенном зеркале  $CD$ ;  $A''$  – то же в зеркале, повернутом на угол  $\beta_1$ ;  $A'''$  – то же в зеркале, повернутом на угол  $\beta_2$ ;  $a_2$  – смещение изображения источника  $A$  относительно изображения  $A''$  при выходе второй волны в точку  $F$ .

Так как  $\sin CSD = \sin(\beta_1 + \xi)$  и  $\sin CDS = \sin \beta_1$ , получаем:

$$\frac{V_{\phi 1}}{V_{\phi 2}} = \frac{\sin(\beta_1 + \xi)}{\sin \beta_1 \cos \xi} = \frac{\sin \beta_1 \cos \xi + \cos \beta_1 \sin \xi}{\sin \beta_1 \cos \xi} = 1 + \operatorname{tg} \xi \operatorname{ctg} \beta_1,$$

откуда

$$\xi = \operatorname{arctg} \left[ \left( \frac{V_{\phi 1}}{V_{\phi 2}} - 1 \right) \operatorname{tg} \beta_1 \right]. \quad (14)$$

Для скорости “представителя” второй волны  $D_{2\Sigma}$ , равной  $D_2$  (в лабораторной системе координат), из треугольника  $CSV$  имеем с учетом (13):

$$D_{2\Sigma} = D_2 = V_{\phi 2} \frac{\sin(\alpha + \xi)}{\cos \xi}.$$

С использованием (14) это выражение преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} D_{2\Sigma} = D_2 &= V_{\phi 2} \frac{\sin(\alpha - \beta_1)}{\cos \beta_1} + V_{\phi 1} \operatorname{tg} \beta_1 \cos \alpha = \\ &= V_{\phi 2} \frac{\sin(\alpha - \beta_1)}{\cos \beta_1} + W_{1N} \cos \alpha. \end{aligned} \quad (15)$$

Смысл последнего выражения ясен. Фронт “представителя” пересекает свободную поверхность образца, не просто повернутую на угол  $\beta$ , но еще и “убегающую” от фронта со скоростью  $W_{1N} \cos \alpha$ . Это приводит к занижению  $V_{\phi 2}$  по сравнению со случаем пересечения неподвижной свободной поверхности. Вторым слагаемым в (15) это занижение компенсируется. Формально же получается, что вектор  $D_{2\Sigma}$  является суммой двух векторов – вектора скорости второй волны, прошедшей сквозь волну разрежения, движущейся по неподвижному веществу, и вектора сноса.

Нахождение приращения нормальной компоненты скорости свободной поверхности клиновидного образца  $\Delta W_{2N}$  после выхода на нее “представителя” второй волны по смещению  $a_2$  растровой линии не представляет трудностей. Из треугольника  $AA''A'''$  (рис. 10) следует:

$$A''A''' = 2d_1 \operatorname{tg} \beta_2,$$

$$A'''K \equiv a_2' = A''A''' \cos \beta_1 = 2d_1 \operatorname{tg} \beta_2 \cos \beta_1,$$

а так как  $d_1 = d / \cos \beta_1$ , то  $a_2' = 2d \operatorname{tg} \beta_2$ , т.е.  $\beta_2 = \operatorname{arctg} \frac{a_2}{2dM}$ , где  $a_2 = a_2' M$ .

$$\begin{aligned} \text{Тогда } \Delta W_{2N} &= N F \operatorname{tg} \beta_2 = V_{\phi 2} \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\cos \beta_1} = \frac{V_p}{M \operatorname{tg} \gamma_2 \cos \beta_1} \times \\ &\times \operatorname{tg} \left( \operatorname{arctg} \frac{a_2}{2dM} \right) = \frac{V_p a_2}{2dM^2 \operatorname{tg} \gamma_2 \cos \beta_1}. \end{aligned}$$

Итак,

$$\Delta W_{2N} = \frac{V_p a_2}{2dM^2 \operatorname{tg} \gamma_2 \cos \beta_1}. \quad (16)$$

Абсолютное значение нормальной компоненты скорости свободной поверхности образца определяется так:

$$W_{2N} = W_{1N} + \Delta W_{2N}. \quad (17)$$

#### Разгрузка “представителя” второй ударной волны на свободной поверхности клиновидного образца

Из рис. 11 видно, что “представитель” второй ударной волны  $AH$ , распространяясь за первой волной разрежения по разгруженному (до нулевого продольного напряжения) материалу образца, выходит на свободную поверхность образца, наклоненную на угол  $\beta_1$  относительно ее исходного положения. Из точки  $A$  выходит веер  $(C_+)$ -характеристик второй волны разгрузки.

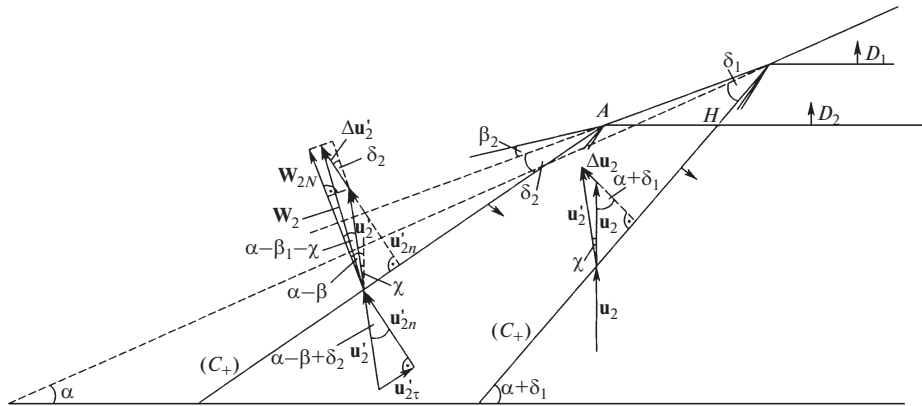


Рис. 11. Векторная диаграмма поворота материала образца на второй волне разрезания при разгрузке второй ударной волны.

Перед волной разрезания имеется вектор массовой скорости  $u_2$ , за волной разрезания – вектор  $W_2$ . Связь модулей тангенциальных компонент векторов записывается на последней  $(C_+)$ -характеристике с использованием законов сохранения следующим образом:

$$u'_{2\tau} = u'_2 \sin(\alpha - \beta_1 + \delta_2),$$

$$W_{2\tau} = u'_{2\tau} = u'_2 \sin(\alpha - \beta_1 + \delta_2).$$

Вектор  $W_2$  строится как векторная сумма инерционной компоненты  $u'_2$  и вектора  $\Delta u'_2$  – разгрузочной компоненты, направленной перпендикулярно  $(C_+)$ -характеристике, при этом  $|\Delta u'_2| = (W_2 - u'_2)_{\text{одномерн}}$ .

Интересующая нас компонента вектора  $W_2$ , нормальная к повернутой на угол  $\beta_1$  свободной поверхности образца, записывается как сумма нормальных компонент составляющих векторов:

$$W_{2N} = u'_{2n} + \Delta u'_{2n} = u'_2 \cos(\alpha - \beta_1 - \chi) + \Delta u'_2 \cos \delta_2, \quad (18)$$

где  $\chi$  определяется соотношением (12).

Итак, используя формулы, написанные в данном подразделе, можно связать измеряемую величину  $W_{2N}$  и искомую величину  $u_2$ , если разобраться с разгрузочной составляющей – величиной  $\Delta u'_2$ , определяющей переход материала образца из состояния 2' в состояние 2'''' (рис. 7). Дело в том, что адиабата разгрузки из состояния 2 в состояние 2'''' не является зеркальным отражением ударной адиабаты.

*Уругопластическая разгрузка второй волны*

Известно (например, [24]), что разгрузка ударно-сжатого вещества может носить чисто упругий или уругопластический характер в зависимости от величины достигнутого при сжатии продольного напряжения  $\sigma_{xx}$ . При анализе одномерных процессов сжатия–разгрузки вещества часто ис-

пользуется модель идеального уругопластического поведения – модель Прандтля, неплохо описывающая поведение многих металлов. Применим ее для получения функциональной связи  $u_2 = f(W_{2N})$ .

При нагружении вещества в двухволновой уругопластической конфигурации за первым ударным фронтом реализуется состояние  $\sigma_{xx1}, u_1$ , где  $\sigma_{xx1} \equiv \sigma_{xx}^{\text{упг}}$  – упругий предел Гюгоню (рис. 7). За вторым фронтом достигаются продольное напряжение  $\sigma_{xx2}$  и массовая скорость  $u_2$ . Уругая разгрузка реализуется, если  $\sigma_{xx2}$  не превышает значения  $2\sigma_{xx1} \equiv 2\sigma_{xx}^{\text{упг}}$ . Из состояний с большими  $\sigma_{xx2}$  вещество разгружается сначала уруго, а потом – пластически.

Граничное значение  $W_{2*}$ , соответствующее разгрузке из состояния  $2\sigma_{xx}^{\text{упг}}$ , находится совместным решением уравнений прямых (в квазиакустическом приближении) с наклонами  $\rho_0 D_1$  и  $\rho_1(D_2 - u_1)$ ,  $D_2$  – в лабораторной системе координат:

$$\rho_0 D_1 u_1 + \rho_0 \frac{D_1}{D_1 - u_1} (D_2 - u_1)(u_2 - u_1) = \sigma_{xx2} = 2\rho_0 u_1 D_1,$$

откуда

$$u_2 = u_1 \left( 1 + \frac{D_1 - u_1}{D_2 - u_2} \right), \quad \text{а}$$

$$W_{2*} = u_2 + 2u_1 = u_1 \left[ 3 + \frac{D_1 - u_1}{D_2 - u_1} \right].$$

В пределе равенства наклонов волновых лучей  $\rho_0 D_1 = \rho_1 D_2$ , что эквивалентно  $D_2 = D_1$ , формула вырождается в  $W_{2*} = 4u_1$ , как и должно быть.

При  $W_2 < W_*$  аналогичное рассмотрение в одномерном случае дает следующую формулу связи  $u_2$  и  $W_2$ :

$$u_2 = u_1 + \frac{W_2 - 2u_1}{1 + \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1}}$$

Для  $W_2 > W_*$  связь  $u_2$  с  $W_2$  записывается так:

$$u_2 = \frac{W_2}{2} + \frac{u_1}{2} \left[ \frac{D_1 - D_2}{D_2 - u_1} \right]$$

В пределе  $D_2 \rightarrow D_1$  обе формулы дают “правильное” равенство  $-u_2 = \frac{W_2}{2}$ .

Разгрузочные компоненты вектора  $W_2$  для рассматриваемых двух случаев разгрузки записываются следующим образом:

для  $W_2 < W_*$  –

$$W_2 - u_2 = \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1} u_2 + \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} u_1,$$

для  $W_2 > W_*$  –

$$W_2 - u_2 = u_2 - \frac{D_1 - D_2}{D_2 - u_1} u_1.$$

Используем полученные разгрузочные “одномерные” компоненты для получения формул связи  $u_2$  и  $W_{2N}$  при разгрузке двухволновой упруго-пластической конфигурации в клиновом образце. При этом в (5) вместо  $\alpha$  будем брать  $(\alpha - \beta_1)$ , а под углом  $\delta$  будем понимать угол  $\delta_2$  (рис. 11). Как уже указывалось выше, данные компоненты должны быть направлены перпендикулярно последней ( $C_+$ )-характеристике волны разрежения.

Для случая  $W_2 < W_{2*}$  (упругая разгрузка):

$$W_{2N} = u_2 \left[ \cos(\alpha - \beta_1) + \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1} \cos \delta_2 \right] + u_1 \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} \cos \delta_2,$$

откуда

$$u_2 = \frac{W_{2N} - u_1 \left( \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} \right) \cos \delta_2}{\cos(\alpha - \beta_1) + \frac{D_2 - u_1}{D_1 - u_1} \cos \delta_2}. \quad (19)$$

Для случая  $W_2 > W_{2*}$  (упругопластическая разгрузка):

$$W_{2N} = u_2 [\cos(\alpha - \beta_1) + \cos \delta_2] - u_1 \frac{D_1 - D_2}{D_2 - u_1} \cos \delta_2,$$

откуда

$$u_2 = \frac{W_{2N} + u_1 \frac{D_1 - D_2}{D_1 - u_1} \cos \delta_2}{\cos(\alpha - \beta_1) + \cos \delta_2}. \quad (20)$$

В пределе слабой второй волны, когда  $D_2 \rightarrow D_1$  и  $\delta = \alpha$ , обе полученные формулы дают выражение

$$u_2 = \frac{W_{2N}}{2 \cos(\alpha - \beta_1)}.$$

Граничное значение  $W_{2N*}$ , разделяющее два режима разгрузки, записывается так:

$$W_{2N*} = u_1 \left\{ \left[ 1 + \frac{D_1 - u_1}{D_2 - u_1} \right] \cos \alpha + 2 \cos \delta_1 \right\}. \quad (21)$$

Естественно, для случая упругой разгрузки угол  $\delta_2$  надо определять по (9) с использованием продольной скорости звука  $C_{10}$ , а для упруго-пластического случая –  $C_{B0}$ .

Приведенные формулы связи  $u_2$  и  $W_{2N}$  при разгрузке двухволновой конфигурации на свободной поверхности клинового образца получены в предположении, что разгрузка проходит в одной (второй) волне разрежения. В действительности волн разрежения – две (рис. 11), однако это оказывается несущественным. Как показал анализ, вклад первой волны разрежения в суммарный поворот потока вещества от  $u_2$  до  $W_2$  (или до регистрируемой  $W_{2N}$ ) пренебрежимо мал – всего лишь 0.03%.

Интересно оценить масштаб уточнения  $u_2$ , достигаемый при использовании приведенных формул (19)–(21), по сравнению с применением векторного правила удвоения (6) в гидродинамическом приближении. Для этого сопоставим  $u_2$ , получаемые, во-первых, на верхнем пределе чисто упругой разгрузки, во-вторых, посередине диапазона существования двухволновой конфигурации и, в-третьих, в области закрывания двухволновой конфигурации. Для стали 12Х18Н10Т при  $u_2 = 0.14, 0.425$  и  $0.85$  км/с интересные погрешности составят 6%, 4% и 2% соответственно. Это значимые величины, и применение формул (19)–(21) целесообразно.

Не следует забывать о сделанном нами допущении о справедливости идеальной упруго-пластической модели деформирования материала. Известно, что некоторые металлы лучше описываются моделями с упрочнением [24]. Для этих моделей рассмотрение, подобное приведенному, также может быть проведено.

*Вычисление параметров состояния вещества за фронтом второй ударной волны*

Продольные напряжения  $\sigma_{xx2}$ , сжатия  $\frac{\rho_2}{\rho_1}$  и относительная деформация  $\epsilon_{xx2}$  определяются по следующим формулам:

$$\sigma_{xx2} = \sigma_{xx1} + \rho_1 (D_2 - u_1) (u_2 - u_1),$$

где

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{D_1}{D_1 - u_1};$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{D_2 - u_1}{(D_2 - u_1) - (u_2 - u_1)};$$

$$\varepsilon_{xx2} = \varepsilon_{xx1} + \left(1 - \frac{u_1}{D_1}\right) \left(\frac{u_2 - u_1}{D_2 - u_1}\right).$$

Эти соотношения, строго говоря, справедливые для стационарных ударных волн, можно считать справедливыми и вблизи фронтов нестационарных волн – в области незначительности спада параметров.

### ПОГРЕШНОСТИ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО РЫЧАГА

Напомним, что в методе о.р. прямо измеряемыми величинами являются угол наклона линии срыва растровых линий  $\gamma$  и смещение растровых линий  $a$  (рис. 4). Косвенно измеряемыми параметрами являются скорость ударного фронта  $D$ , обратно пропорциональная  $\tan \gamma$ , и нормальная компонента скорости свободной поверхности образца  $W_N$ , пропорциональная  $a$ . Параметры состояния ударно-сжатого материала образца определяются по скорости ударного фронта и нормальной компоненте скорости свободной поверхности образца с использованием формул, в которые кроме этих двух кинематических величин входят физические и геометрические характеристики образца, а также параметры экспериментальной сборки и фоторегистратора. В связи с этим суммарная погрешность вычисления параметров состояния материала будет определяться погрешностями всех перечисленных характеристик. Ниже представлена сводная таблица погрешностей вычисляемых величин в  $1\sigma$ -представлении:

$\frac{\Delta D_1}{D_1}$	$\frac{\Delta W_{1N}}{W_{1N}}$	$\frac{\Delta u_1}{u_1}$	$\frac{\Delta \sigma_{xx1}}{\sigma_{xx1}}$	$\frac{\Delta(\rho_1/\rho_0)}{(\rho_1/\rho_0)}$	$\frac{\Delta \varepsilon_{xx1}}{\varepsilon_{xx1}}$
0.9%	0.6%	0.6%	1.1%	1.3%	1.1%
$\frac{\Delta D_2}{D_2}$	$\frac{\Delta W_{2N}}{W_{2N}}$	$\frac{\Delta u_2}{u_2}$	$\frac{\Delta \sigma_{xx2}}{\sigma_{xx2}}$	$\frac{\Delta(\rho_2/\rho_1)}{(\rho_2/\rho_1)}$	$\frac{\Delta \varepsilon_{xx2}}{\varepsilon_{xx2}}$
0.9%	0.6%	1.2%	1.5%	1.4%	1.6%

Достигнутый уровень погрешностей нахождения  $u$ ,  $\sigma_{xx}$  и других производных величин связан с переходом к инструментальной обработке фотохронограмм с использованием программы трассировки треков.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод оптического рычага является высокоинформативным многоканальным фотохронографическим методом косвенных измерений двух

кинематических параметров ударного сжатия конденсированной среды – скорости ударного фронта  $D$  и нормальной компоненты скорости свободной поверхности образца  $W_N$  при его разгрузке. Измерение параметров ведется на 10–20 толщинах материала, при этом регистрация  $W_N$  является непрерывной во времени, т.е. в каждом канале (треке) записывается временной профиль импульса сжатия разгрузки.

Некоторая усложненность метода связана с неоднородностью постановки измерений, в которой, во-первых, векторы нормальной компоненты скорости свободной поверхности  $W_N$  и массовой скорости  $u$  неколлинеарны, и, во-вторых, реализуются косые взаимодействия ударных фронтов и волн разрежения.

Подробный анализ волновых процессов в клиновых образцах, проведенный применительно к регистрации одиночных ударных волн и двухволновых упругопластических конфигураций, привел к следующим выводам:

1. Для получения точек ударной адиабаты исследуемого вещества вне области существования двухволновых конфигураций метод о.р. применим с той же степенью корректности, что и одномерные методы, при использовании построенного векторного аналога правила удвоения – функциональной связи массовой скорости  $u$  и измеряемой нормальной компоненты скорости свободной поверхности  $W_N$ . Эта функциональная связь учитывает неоднородность регистрации и включает в качестве основного параметра угол  $\alpha$ , под которым ударный фронт выходит на свободную поверхность образца. Точность вычисления  $u$  по  $W_N$  не абсолютна, но весьма высока и определяется (как и в методе “откола”) степенью незеркальности изэнтропии разгрузки по отношению к ударной адиабате.

2. Применение метода о.р. для изучения ударной сжимаемости материалов внутри области существования двухволновых упругопластических конфигураций целесообразно. При этом параметры состояния в упругом предвестнике корректно вычисляются по  $D$  и  $u$  с использованием векторного аналога правила удвоения. Для получения массовой скорости  $u$  за пластическим фронтом по измеряемой  $W_N$  требуется использовать какую-либо модель упругопластического поведения ударно-нагруженного материала при разгрузке. Это связано с незеркальностью изэнтропии разгрузки по отношению к ударной адиабате. В данной статье представлена процедура вычисления  $u$  по  $W_N$  для пластической (второй) ударной волны двухволновой конфигурации с использованием модели идеального упругопластического поведения материала образца. Уточнение  $u$  с использованием развитого подхода по отношению к гидродинамическому приближению с

векторным аналогом правила удвоения составляет 6%, 4% и 2% для нижнего края, середины и верхнего края диапазона двухволновых конфигураций.

3. Приведенные погрешности вычисляемых параметров ударно-волновых состояний, получаемых при использовании метода о.р., свидетельствуют о приемлемом уровне его точности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубовик А.С. Дисс. ... канд. техн. наук. Зеркальная развертка в фоторегистраторах. М.: ИХФ АН СССР, 1950.
2. Owen J.D., Davies R.M. // Nature. 1949. V. 164. P. 752.
3. Allen W.A., McClary C.L. // Rev. Sci. Instrum. 1953. V. 24. P. 165.
4. Katz S., Doran D.G., Curran D.R. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 568.
5. Fowles G.R. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. № 8. P. 1475.
6. Peyre C., Pujol J., Thouvenin J. // Proc. of 4th Intern. Symp. on Detonation. Washington, 1966. P. 5466.
7. Ahrens T., Ruderman N. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. № 13. P. 4758.
8. Таржанов В.И. // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13. № 5. С. 760.
9. Kozlov E.A. // High Pressure Research. 1992. V. 10. P. 541.
10. Горновой А.А., Козлов Е.А., Музыря А.К., Шорохов Е.В. // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 4. С. 142.
11. Козлов Е.А., Музыря А.К., Чинкова Р.Х., Шорохов Е.В. // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 4. С. 123.
12. Шорохов Е.В. // Химическая физика. 2002. Т. 21. № 8. С. 86.
13. Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Горбачев Д.М., Панкратов Д.Г. // Доклады академии наук. 2006. Т. 408. № 3. С. 1.
14. Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Панкратов Д.Г., Кучко Д.П., Ральников М.А., Грей Дж. III, Зочер М. // Материалы XIII Международного семинара “Фундаментальные свойства плутония”. 9–13 сентября 2013 г. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2013. С. 202.
15. Козлов Е.А., Таржанов В.И., Теличко И.В., Панкратов Д.Г., Воробьев А.В., Горбачев Д.М., Ставрицкий В.И. // V Международный семинар “Фундаментальные свойства плутония”. 12–16 сентября 2005 г. Снежинск: РФЯЦ–ВНИИТФ, 2005. С. 155.
16. Kozlov E.A., Tarzhanov V.I., Telichko I.V., Pankratov D.G., Vorobyov A.V., Gorbachev D.M., Stavrietsky V.I. // VIII International Conference on High Energy Density Physics – “Zababakhin Scientific Talks-2005”. Snezhinsk, Russia 5–10 September 2005. AIP Conference Proceedings / Eds E.N. Avrorin, V.A. Simonenko. 2005. V. 849. P. 393.
17. Mescheryakov Yu.I. Shock Compression of Condensed Matter – 1999/ Eds M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbts. AIP Conference Proceedings. № 505. Melville, NY. 1999. P. 1065.
18. Шнирман Г.Л., Дубовик А.С., Кевлишвили П.В. // Высокоскоростная фоторегистрирующая установка СФР. М.: ВИНТИ АН СССР, 1957.
19. Альтишулер Л.В. // Успехи физических наук. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 197.
20. Жерноклетов М.В., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н., Трунин Р.Ф. // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 1. С. 40.
21. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1950.
22. Альтишулер Л.В., Кормер С.Б., Бражник М.И., Владимиров Л.А., Сперанская М.П., Фунтиков А.И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 4. С. 1061.
23. Козлов Е.А., Панкратов Д.Г., Ткачев О.В., Якунин А.К. // Сборник трудов Международной конференции “Ударные волны в конденсированном веществе”. 16–21 сентября 2012. Киев: Интерпресс ЛТД, 2012. С. 263–265.
24. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М. Янус-К, 1996.