

01;05;12

Развитие возмущений на границе раздела металлов при косом соударении со сверхзвуковой скоростью перемещения точки контакта

© О.Б. Дреннов, А.Л. Михайлов, П.Н. Низовцев, В.А. Раевский

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: root@gdd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 30 декабря 2002 г.)

Представлены результаты экспериментов, в которых удалось наблюдать развитие возмущений на контактной границе двух одинаковых металлов при высокоскоростном косом соударении (режим с присоединенными к точке контакта косыми ударными волнами; струеобразование невозможно). Такие данные получены впервые. Проведено численное моделирование характерных экспериментов по двумерной лагранжовой методике. Использовалась упругопластическая модель с функциональной зависимостью динамического предела текучести от параметров состояния вещества. Предложена расчетно-аналитическая модель развития неустойчивости для данного режима нагружения. В результате высоких деформаций вблизи границы раздела возникает зона с повышенной температурой (зона термического разупрочнения). На короткое время реализуется сдвиговое течение с большим градиентом скорости, зависящим от угла и скорости соударения пластин. В этой зоне модуль сдвига и предел текучести заметно ниже своих значений при нормальных условиях. Здесь выполняются условия для развития неустойчивости.

Введение

Одним из способов создания высоких динамических давлений в металлах является нагружение косыми ударными волнами. Особенность этого режима заключается в реализации одновременного воздействия на образец нормальных и тангенциальных напряжений и составляющих векторов скоростей [1,2].

При косом соударении слоев металла (один из способов нагружения косыми ударными волнами) в контактной зоне развиваются интенсивные сдвиговые деформации, приграничные слои металлов сильно разогреваются, образуются кумулятивные струи [1,3]. Указанные эффекты приводят к искажению профиля контактной границы металлов после соударения. Возникают регулярные волны, несимметричные искаженные волны, слои расплава перемешанных компонентов. В ряде случаев развитие таких возмущений приводит к прочному соединению образцов [1,4].

К настоящему времени довольно подробно исследован дозвуковой режим косого соударения: $v_c < C_0$ (v_0 — скорость точки контакта; C_0 — скорость звука в данном материале). В таких условиях нагружения в точке контакта постоянно формируется кумулятивная струя, если давления в окрестности точки соударения превышают прочность металлов [1,5].

Соударение образцов со скоростью $v_c > C_0$ описывается по аналогии с описанием сверхзвукового потока, обтекающего клин [2]. При постоянном угле соударения $\gamma = \text{const}$ (γ — аналог угла раствора клина) существует критическое значение скорости v_c . Если $C_0 \leq v_c \leq v_{cr}$, в потоке формируются отсоединенные косые ударные

волны. При переходе через фронт волны поток из сверхзвукового трансформируется в дозвуковой. В точку контакта оба потока (метаемая и неподвижная пластина в системе координат, связанной с этой точкой) приходят с дозвуковой скоростью. В зоне соударения формируется кумулятивная струя. При $v_c > v_{cr}$ в точке контакта устанавливаются присоединенные косые ударные волны. Они разворачивают потоки на углы, в сумме равные γ . Струеобразование в этом случае не наблюдается. Авторы [1,5] считают, что невозможно и развитие возмущений на границе раздела металлов, так как отсутствует их основной генератор — кумулятивная струя [1,5].

Состояние контактной границы материалов при подобных сверхзвуковых режимах нагружения мало изучено.

Экспериментальная часть

Нами проведена серия экспериментов по следующей схеме (рис. 1). На массивное стальное основание 4 устанавливается неподвижная пластина 3. Над ней под заданным углом α укрепляется метаемая пластина (ударник) 2, разгоняемая продуктами взрыва (ПВ) заряда бризантного ВВ 1 (пластифицированное ВВ на основе ТЭН: $\rho = 1.51 \text{ g/cm}^3$, $D = 7.8 \text{ mm}/\mu\text{s}$ или пластифицированное ВВ на основе октогена: $\rho = 1.86 \text{ g/cm}^3$, $D = 8.75 \text{ mm}/\mu\text{s}$), в котором генерируется плоская скользящая детонационная волна. Минимальное расстояние между пластинами выбирается из условия стационарности полета пластины перед соударением $h_{\min} \geq (3-5)\delta_{\text{imp}}$ (где δ_{imp} — толщина ударника) [6]. Для предотвращения откольных явлений в материале

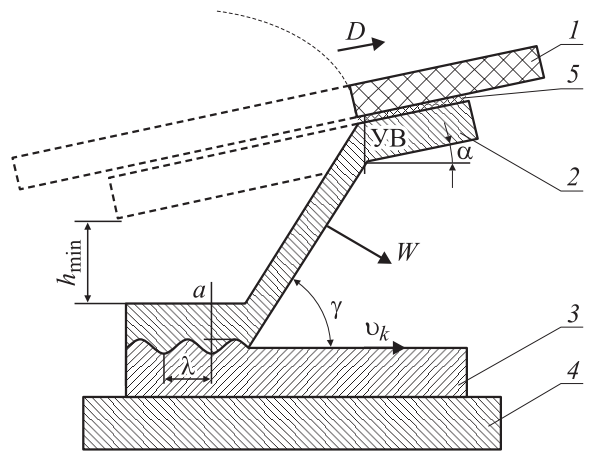


Рис. 1. Схема проведения опытов.

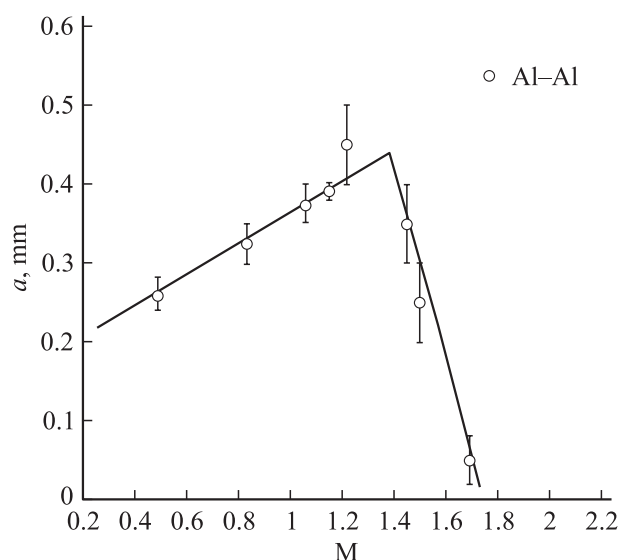


Рис. 2. Зависимость амплитуды возмущений a на контактной границе образцов из сплава АМЦ от числа Маха при $\gamma \approx 13.5^\circ = \text{const}$.

ударника между ним и слоем ВВ устанавливается тонкая прокладка 5 из материала с малым акустическим импедансом. Ее наличие практически не влияет на скорость и симметрию движения ударника [7].

На рис. 1 отмечены характерные параметры, определяющие косое соударение: D — скорость детонации заряда ВВ; W — скорость полета ударника; α — начальный угол наклона ударника; γ — угол соударения пластин; v_k — скорость перемещения точки контакта; a , λ — амплитуда и длина волны реализующихся возмущений.

После динамического нагружения пластины улавливались слоем пористого вещества. Из середины образцов (характерный размер пластин $100 \times 60 \times 4$ mm) вырезались фрагменты для изготовления микрошлифов. На рис. 2 приведена зависимость амплитуды возмущений a на контактной границе пары металлов (алюминиевый

сплав АМЦ) от числа Маха v_c/C_0 [8]. За одну из независимых переменных выбрана амплитуда возмущений a (а не длина волны возмущения λ), так как по мере приближения к максимальной величине a контактная граница может приобретать вид турбулентно-перемешанных расплавов обоих материалов (рис. 3, алюминиевый сплав АМЦ), в котором λ просто не фиксируется. Другой независимый переменный выступает число Маха. Выбор такой переменной обеспечивает условие гидродинамического подобия при сравнении амплитуд на контактных границах различных пар металлов, характеризующихся различными физическими свойствами.

Восходящая ветвь зависимости $a = f(M)$ определяется режимом струеобразования в точке контакта (дозвуковая область течения). Рост скорости v_c сопровождается увеличением давления нагружения и интенсивности пластических сдвиговых деформаций в контактной зоне. Большая масса металла вовлекается в

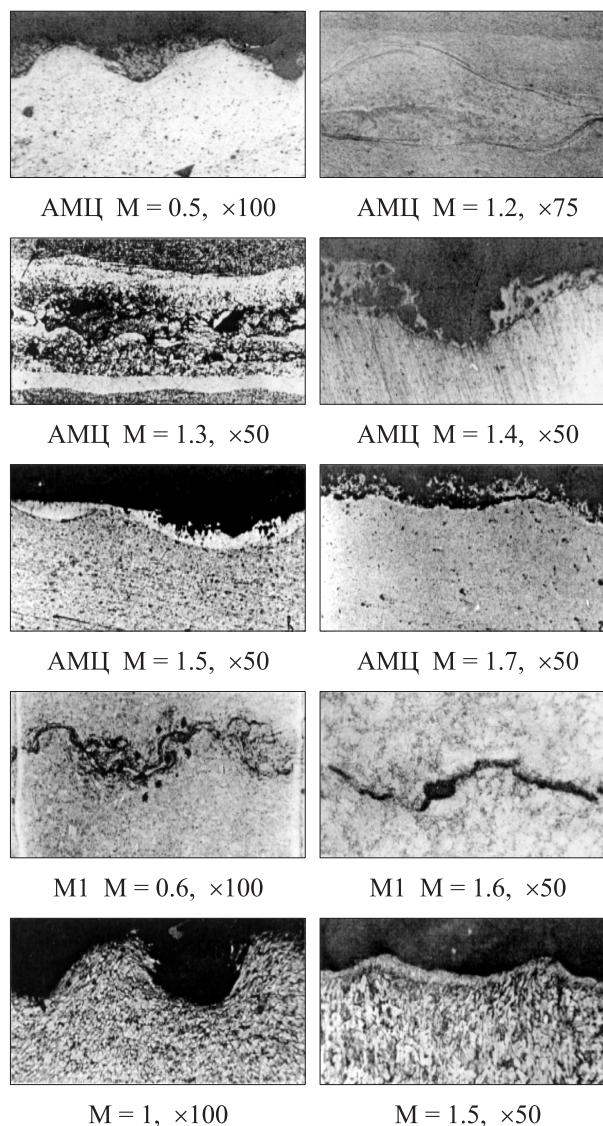


Рис. 3. Контактная граница образцов после высокоскоростного косого соударения.

струйное течение, амплитуда возмущений возрастает. При величинах $v_c \approx v_{cr}$ (присоединение ударных волн к точке контакта), характеризующих переход от режима струеобразования к бесструйному режиму косоугольного соударения, амплитуда возмущений достигает максимальной величины.

Переход к бесструйному режиму соударения пластин предполагает практически мгновенное прекращение процесса развития возмущений (исчезает их основной генератор). Зависимость $a = f(M)$ должна резко обрываться и вблизи точки $a = a_{max}$ по оси абсцисс переходить к точке $a = 0$. Однако в наших экспериментах получено, что при дальнейшем увеличении скорости точки контакта ($v_c > v_{cr}$) амплитуда возмущений уменьшается монотонно. Уменьшение от $a = a_{max}$ до $a = 0$ происходит в интервале чисел Маха $1.4 < M \leq 1.75$. Такие данные получены впервые.

Аналогичные эксперименты выполнены и с другими материалами (например, медь, сталь; рис. 3). Получены подобные результаты. Следует отметить, что для материалов, схожих по физико-механическим свойствам, но различающихся по прочностным свойствам (медь, сталь), амплитуда возмущений при одинаковых числах Маха больше для менее прочного металла. Причем зона существования возмущений в сверхзвуковом режиме нагружения ($a_{max} > a > 0$) в единицах чисел Маха (ΔM) меньше для менее прочного вещества.

На рис. 3 приведены микрошлифы контактных границ образцов. В этом режиме возмущения на контактной границе формируются, по-видимому, при развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца из-за тангенциального разрыва скоростей на границе раздела изначально неподвижной и метаемой пластин, находящихся в различных термодинамических состояниях.

За фронтом косоугольной ударной волны происходит относительное скольжение материалов. На фронте волны повышается температура образцов. В процессе относительного скольжения на контактной границе реализуются интенсивные сдвиговые деформации, плоскость контакта оплавляется. Развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, следствием которой являются возмущения на границе раздела двух одинаковых металлов. Источником осциллирующего начального возмущения является фронт косоугольной ударной волны.

Аналитические решения

Задача о развитии возмущений на контактной границе металлов при косоугольном соударении является достаточно сложной для теоретического анализа. Наличие больших деформаций и зоны высокого разогрева вблизи контактной границы затрудняет применение метода малых возмущений и простых моделей сдвиговой прочности. Тем не менее для понимания физики процесса и тестирования численных методик весьма полезно получить аналитическое решение задачи, в которой моделиру-

ется ситуация, характерная для неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в прочных средах. На сегодняшний день получены решения для идеальной жидкости [9,10] и вязкой среды [11]. Представляет интерес рассмотреть процесс развития малых возмущений для случая, когда идеальная жидкость скользит по поверхности прочного вещества. Такая постановка задачи соответствует варианту, в котором один металл скользит по другому, потерявшему в результате термического разупрочнения прочность в слое, прилегающем к поверхности контакта.

1. Идеально упругая среда. Предположим, что в верхней полуплоскости ($y > 0$) находится слой идеальной жидкости толщиной H с плотностью ρ , движущейся в направлении x со скоростью U_0 . В области $y < 0$ находится идеально упругое несжимаемое вещество со скоростью поперечных волн C . На поверхности раздела имеются гармонические малые возмущения

$$\xi(x) = \xi_0 \exp(iKx).$$

Уравнения движения при малых возмущениях скорости в верхнем полупространстве имеют вид [10]

$$\begin{cases} \frac{\partial U_x}{\partial t} + U_0 \frac{\partial U_x}{\partial x} + \rho^{-1} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial U_y}{\partial t} + U_0 \frac{\partial U_y}{\partial x} + \rho^{-1} \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где U_x, U_y — возмущения скорости, связанные с возмущением границы раздела, P — возмущение давления.

Поскольку уравнения движения в упругой среде удобно записывать для лагранжевых координат, а не для скоростей, то в верхнем полупространстве также перейдем к возмущениям координат X, Y . Малые возмущения местоположения точек среды связаны со скоростями следующими уравнениями:

$$\begin{cases} U_x = \frac{\partial X}{\partial t} + U_0 \frac{\partial X}{\partial x}, \\ U_y = \frac{\partial Y}{\partial t} + U_0 \frac{\partial Y}{\partial x}. \end{cases} \quad (2)$$

Уравнения Эйлера в этих обозначениях приобретут вид

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + 2U_0 \frac{\partial^2 X}{\partial x \partial t} + U_0^2 \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \rho^{-1} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} + 2U_0 \frac{\partial^2 Y}{\partial x \partial t} + U_0^2 \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \rho^{-1} \frac{\partial P}{\partial Y} = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Эти уравнения дополняются уравнениями неразрывности для несжимаемой среды

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

Для нижнего полупространства уравнения движения будут выглядеть так:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 X'}{\partial t^2} + \rho^{-1} \frac{\partial P'}{\partial x} = C^2 \left(\frac{\partial^2 X'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 X'}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial^2 Y'}{\partial t^2} + \rho^{-1} \frac{\partial P'}{\partial y} = C^2 \left(\frac{\partial^2 Y'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Y'}{\partial y^2} \right). \end{cases} \quad (5)$$

Штрих означает принадлежность данной величины к нижней среде. Уравнение неразрывности не отличается от (4). Граничные условия: 1) на высоте H перемещения в вертикальном направлении отсутствуют

$$Y(x, H, t) = 0; \quad (6)$$

2) на границе раздела ($y = 0$) перемещения вдоль оси OY для верхней и нижней областей совпадают

$$Y(x, 0, t) = Y'(x, 0, t); \quad (7)$$

3) аналогично для нормального к поверхности раздела напряжения

$$P(x, 0, t) = P'(x, 0, t) - 2\rho C^2 \partial Y'(x, 0, t)/\partial y; \quad (8)$$

4) при $y \rightarrow -\infty$

$$X'(x, y, t) \rightarrow 0, \quad Y'(x, y, t) \rightarrow 0; \quad (9)$$

5) на границе раздела сред касательное напряжение равно 0, т.е.

$$\rho C^2 \left(\frac{\partial X'}{\partial y} + \frac{\partial Y'}{\partial x} \right) \Big|_{y=0} = 0. \quad (10)$$

Будем искать решение в верхнем полупространстве в виде

$$\begin{cases} X = -i \exp[i(Kx - \omega t)] [A \exp(-Ky) - B \exp(Ky)], \\ Y = \exp[i(Kx - \omega t)] [A \exp(-Ky) + B \exp(Ky)], \end{cases}$$

что обеспечивает выполнение уравнения неразрывности (4). С учетом граничного условия (5) имеем

$$\begin{cases} X = -iA \exp[i(Kx - \omega t)] [\exp(-Ky) + \exp(Ky - 2KH)], \\ Y = A \exp[i(Kx - \omega t)] [\exp(-Ky) - \exp(Ky - 2KH)]. \end{cases} \quad (11)$$

Давление в верхней полуплоскости находим из уравнения (3)

$$P = -\frac{A\rho(\omega - U_0K)^2}{K} \exp[i(Kx - \omega t)] \times [\exp(-Ky) + \exp(Ky - 2KH)]. \quad (12)$$

Для упругого (нижнего) полупространства с учетом граничного условия (9) находим решение уравнения (4) в виде

$$\begin{cases} X = i \exp[i(Kx - \omega t)] \left[B \exp(Ky) + \frac{DK}{n} \exp(ny) \right], \\ Y = \exp[i(Kx - \omega t)] \left[B \exp(Ky) + \frac{DK}{n} \exp(ny) \right], \end{cases} \quad (13)$$

$$P = -\frac{B\rho\omega^2}{K} \exp[i(Kx - \omega t)] \exp(Ky), \quad (14)$$

$$n^2 = K^2 - \left(\frac{\omega}{C} \right)^2. \quad (15)$$

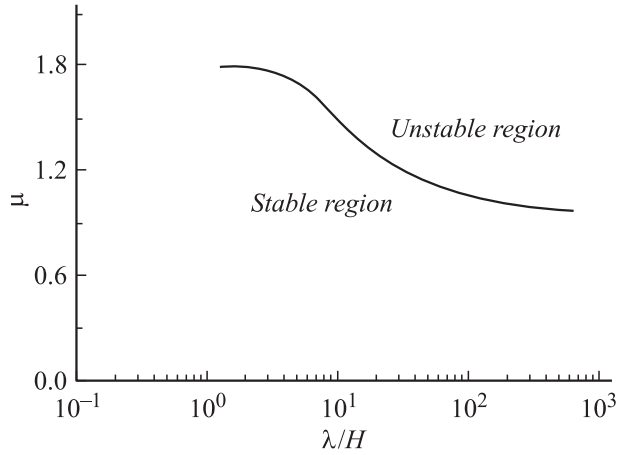


Рис. 4. Зависимость критического числа Маха от относительной длины волны $\lambda/H = 2\pi/(KH)$.

Подставляя уравнения (11)–(15) в граничные условия (6)–(10), получаем однородное линейное уравнение для констант A, B, D . Условием совместности этой системы является уравнение

$$\begin{aligned} & \left[(\omega^2 - 2(KC)^2)^2 - 4K^3C^4n \right] \text{th}(KH) \\ & + \omega^2(\omega - KU_0)^2 = 0. \quad (16) \end{aligned}$$

Обозначив $v = \omega/KC$, $\mu = U_0/C$, преобразуем (16) к виду

$$\left[(v^2 - 2)^2 - 4\sqrt{1 - v^2} \right] \text{th}(KH) + v^2(v - \mu)^2 = 0. \quad (17)$$

Анализ уравнения (17) показывает, что для каждого значения $KH = 2\pi H/\lambda$ существует предельное максимальное значение μ , при котором уравнение (17) имеет действительные решения v . Действительные v соответствуют устойчивому решению, описывающему распространение по поверхности упругого полупространства волн. При $\mu > \mu_{cr}(KH)$ существуют только экспоненциально возрастающие решения, т.е. граница раздела становится неустойчивой. Зависимость μ_{cr} от относительной длины волны возмущения приведена на рис. 2.

Как видно из рис. 4, при $\mu > 1.8$ для любых длин волн возмущений поверхность абсолютно неустойчива. В диапазоне $0.92 < \mu < 1.8$ существует критическая относительная длина волны $(\lambda/H)_{cr}$, ограничивающая область устойчивости сверху. В этом случае неустойчивы все гармоники, для которых $\lambda > \lambda_{cr}$. Однако наибольшую скорость роста имеют гармоники, близкие к λ_{cr} ($\lambda_{max} \geq \lambda_{cr}$). На рис. 5 приведены зависимости инкремента роста возмущений $\text{Im}(v)$ от длины волны λ/H при различных μ .

В области устойчивости $\mu < 0.92$ реализуются две бегущие волны, движущиеся в противоположных направлениях, с амплитудой

$$\xi(x, t) = \cos(Kx \pm vCt).$$

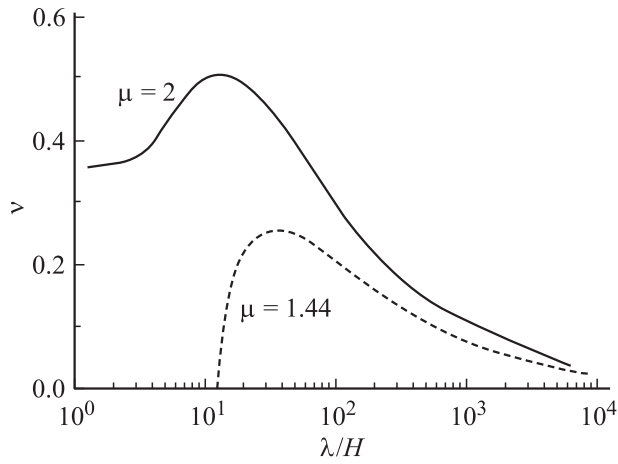


Рис. 5. Зависимости инкремента роста возмущений от длины волны λ/H .

В случае идеальной жидкости ($C = 0$, $\mu = \infty$) из уравнения (16) получается решение

$$\omega = \frac{KU}{1 + \text{th}(KH)} \left(1 \pm i \sqrt{\text{th}(KH)} \right).$$

При этом амплитуда возмущений возрастает по закону

$$a(t) = \exp \left(\frac{KU \sqrt{\text{th}(KH)}}{1 + \text{th}(2KH)} \right) t.$$

Характерно, что при $H \rightarrow 0$ скорость роста возмущений также стремится к нулю.

2. Упругопластическая среда. Данное приближение ближе к реальности, но получить в этом случае аналитическое решение, по-видимому, невозможно. Ясно, что наличие предела прочности приведет к смещению границы неустойчивости в область меньших чисел Маха по сравнению со случаем идеальной упругости.

Интенсивность напряжений в распространяющейся волне в упругой среде достигает величины

$$\sigma_i = G \varepsilon_i = G \frac{\xi}{\lambda},$$

где ξ — амплитуда возмущений на границе.

При $\sigma_i > Y$, где Y — динамический предел текучести, начинается пластическое деформирование вещества и переход к неустойчивому режиму. Если начальное возмущение границы имеет вид $a(x) = a_0 \cos(Kx)$ при недеформированном начальном состоянии ($\varepsilon_i = 0$, $\sigma_i = 0$), то на начальном этапе возмущение на границе развивается так же, как и в идеальной жидкости. Амплитуда бегущей волны сначала возрастает и достигает максимального значения, когда интенсивность напряжения сравнивается с гидродинамическим давлением. Анализируя уравнение (3), с учетом условий перехода к неустойчивости ($\mu > \mu_{cr}$) можно получить следующее качественное выражение для максимального изменения

амплитуды возмущений на границе раздела:

$$(a - a_0)_{\max} \approx \frac{a_0}{(\mu_{cr}/\mu)^2 - 1},$$

где μ_{cr} зависит от KH (рис. 4).

Соответственно для максимальной интенсивности напряжений получаем

$$\sigma_i \approx \frac{(a - a_0)_{\max}}{\lambda} G \approx \frac{a_0}{\lambda} \frac{G}{(\mu_{cr}/\mu)^2 - 1}. \quad (18)$$

Таким образом, условие устойчивости для упругопластического слоя имеет вид

$$\frac{a_0}{\lambda} \leq \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)_{cr} \approx \frac{\sigma_y}{G} \left[(\mu_{cr}/\mu)^2 - 1 \right], \quad (19)$$

где μ_{cr} — критическое число Маха для конкретной длины волны.

Для длин волн, много меньших толщины слоя, $\mu_{cr} \approx 1.8$. Тогда

$$\left(\frac{a_0}{\lambda} \right)_{cr} \approx \frac{\sigma_y}{G} \left[(1.8/\mu)^2 - 1 \right] \approx \frac{\sigma_y}{\rho} \left[\left(\frac{1.8}{U} \right)^2 - \left(\frac{1}{C} \right)^2 \right].$$

В идеально пластической среде $C = \infty$, $G = \infty$ последнее выражение переходит в

$$\left(\frac{a_0}{\lambda} \right)_{cr} \approx 1.8^2 \frac{\sigma_y}{\rho U^2}.$$

Качественно зависимости критической амплитуды от числа Маха приведены на рис. 6.

Для многих металлов в условиях, близких к нормальным, $\sigma_y/G \sim 10^{-2}$. Таким образом, для коротких длин волн условие устойчивости получаем в виде

$$\left(\frac{a_0}{\lambda} \right)_{cr} \approx 10^{-2} \left[(1.8/\mu)^2 - 1 \right].$$

Например, при $\mu = 1$, т.е. $U \approx C$, неустойчивыми окажутся возмущения, для которых $a/\lambda < 0.02$.

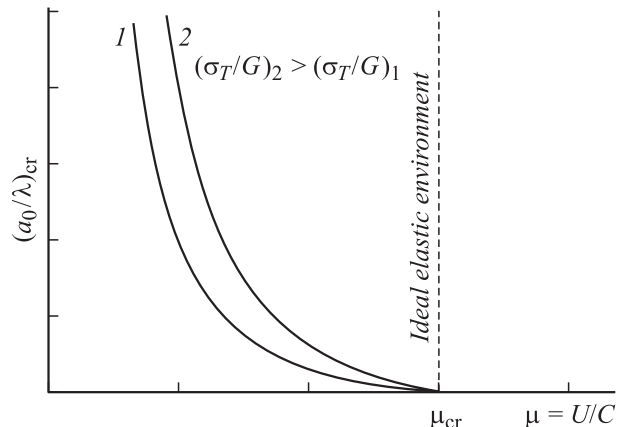


Рис. 6. Зависимость критической амплитуды возмущений от числа Маха (кривые 1, 2).

Согласно результатам численных расчетов и экспериментов, при косом соударении пластин даже в случае отсутствия струеобразования в результате высоких деформаций вблизи границы возникает зона с повышенной температурой. Кроме того, на короткое время реализуется интенсивное сдвиговое течение с градиентом скорости, зависящим от скорости и угла соударения пластин. В этой зоне модуль сдвига и предел текучести заметно ниже своих значений при нормальных условиях. Поэтому в определенной зоне могут выполняться условия для развития неустойчивости (19). При этом наибольший рост должен наблюдаться для возмущений с длинами волн, несколько большими критической.

Численное моделирование

Конфигурация рассмотренной в расчетах системы показана на рис. 7. Расчеты проведены с использованием двумерной лагранжевой методики [12].

Пластина 1 с начальной скоростью W_0 , направленной по нормали к ее поверхности, ударяется о пластину 2. На части контура элементов — участки AO и OC , рис. 7 — наложено кинематическое условие в виде отсутствия смещения по нормали к контуру. На соприкасающихся поверхностях решается задача контактного взаимодействия. При этом рассмотрено два варианта: 1) абсолютное проскальзывание, 2) абсолютное трение („прилипание“ поверхностей пластин в процессе соприкасания).

Следует отметить, что первый вариант моделирования соответствует ситуации, когда в результате удара формируется локальная область с высоким уровнем деформаций и соответственно разогревом, в которой вещество разрушается.

Поведение вещества пластин описывается с использованием уравнения состояния в форме Ми–Грюнайзена и уравнений упругопластического течения. Выражение

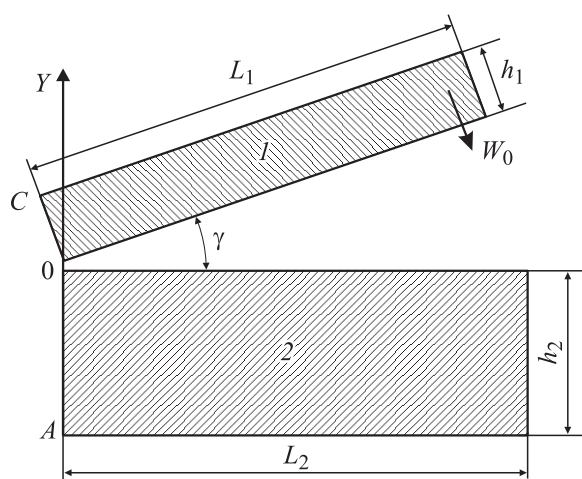


Рис. 7. Расчетная схема задачи. $h_1 = 4$ mm, $h_2 = 15$ mm, $L_1 = L_2 = 40$ mm, $\gamma = 14^\circ$. Материал Al.

для динамического предела текучести Y в упругопластической модели принято в виде, характерном для большинства металлов,

$$Y = (Y_0 + \alpha \cdot P)(1 - \beta \cdot E_T/E_m). \quad (20)$$

Здесь E_m — энергия плавления вещества, являющаяся функцией параметров состояния вещества и определяемая в соответствии с законом Линдемана.

Особый интерес представляют расчеты в закритической области, когда скорость движения точки контакта v_c существенно превышает скорость звука C_0 и свое критическое значение v_{cr} (режим присоединения косых ударных волн к точке соударения). В данном режиме высокоскоростного косого соударения струя не образуется и, как утверждается в ряде работ [1,5], неустойчивость контактной границы не должна возникать. Как показали расчеты, в этом режиме реализуется достаточно сложный характер деформирования вещества в зоне, прилегающей к поверхности контакта. Вблизи точки контакта образуется область с большим градиентом скорости и соответственно с высокой интенсивностью деформаций.

На рис. 8 показана зависимость скоростей в граничных точках верхней и нижней пластин в момент, когда точка контакта проходит расстояние ≈ 3.3 см. Как видно, несмотря на закритический режим соударения $W_0 = 1.5$ km/s; $M = v_c/c_0 = 1.45$, в течение короткого интервала времени граничные точки верхней пластины движутся с высокой скоростью вдоль поверхности контакта $v = 5.8$ km/s, в то время как скорость нижней пластины не превышает 2 km/s. В результате на короткое время образуется градиент скорости ($\Delta v_{max} \approx 3.8$ km/s), однако по мере увеличения скорости соударения градиент скорости на границе убывает.

На рис. 9 приведены аналогичные зависимости, полученные при скорости верхней пластины $W_0 = 2$ km/s ($M = 1.75$). В этом случае перепад скорости всего $\Delta v_{max} \approx 0.7$ km/s.

На рис. 10 приведены зависимости максимального перепада скорости в верхней и нижней пластинах от скорости соударения (W_0).

Происходит это по следующим причинам. Скорость соударения пластин $W_0 = 1.5$ km/s ($M = 1.45$) отвечает области, близкой к критической (для иллюстрации рис. 2, приведена зависимость амплитуды возмущений a от числа Маха). Реализовалось присоединение косых ударных волн (при $M = 1.4$) к точке контакта, струеобразование невозможно. Однако интенсивные пластические деформации вблизи точки контакта (за фронтом ударных волн после соударения пластин) приводят к формированию течения металла от точки контакта вперед по оси OX (материал как бы пытается сформировать струю и этот „зародыш“ струи формируется и начинает движение вдоль контактной поверхности неподвижной пластины). Реализуется течение с высокой разницей скоростей между прилегающими областями верхней и

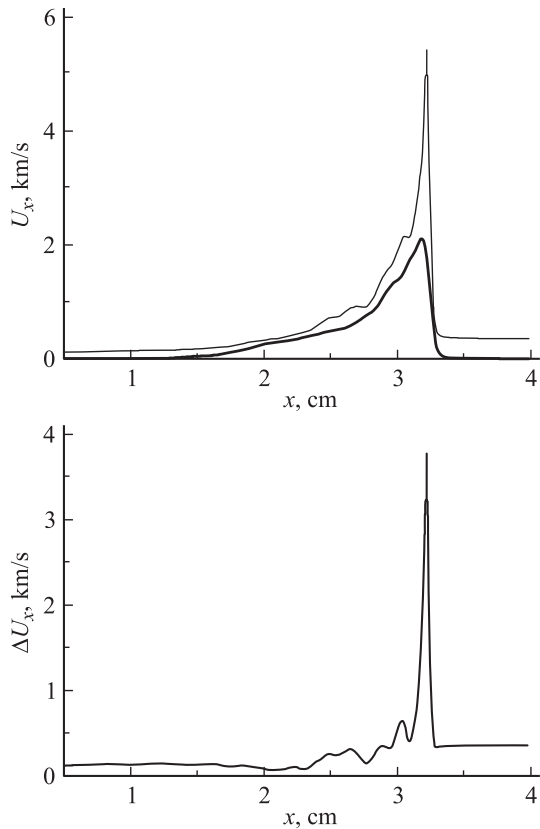


Рис. 8. Распределение скорости вещества в направлении оси Ox при начальной скорости соударения $W_0 = 1.5$ km/s ($M = 1.45$).

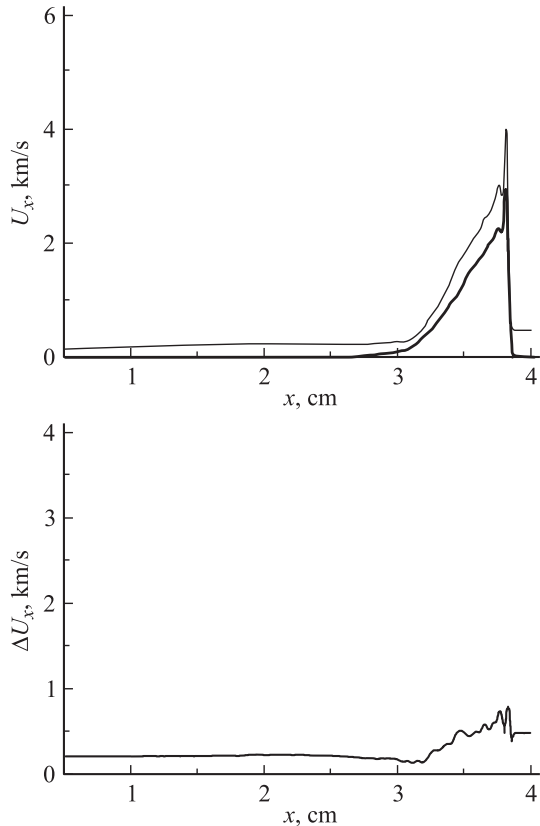


Рис. 9. То же, что на рис. 8, при $W_0 = 2$ km/s ($M = 1.75$).

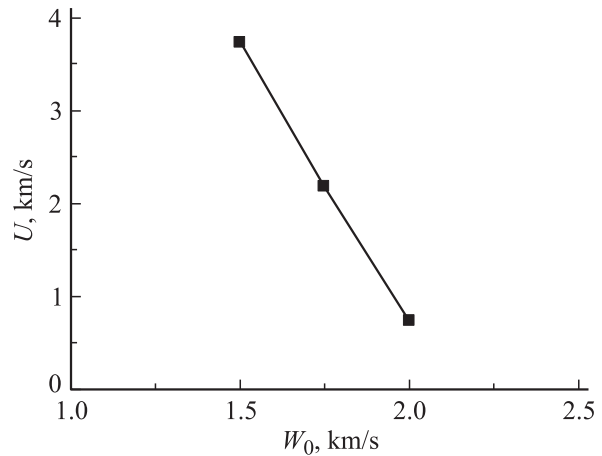


Рис. 10. Зависимость относительной скорости на границе раздела слоев от скорости соударения.

нижней пластин. Высокая скорость на поверхности верхней пластины существует недолго и успевает преодолеть небольшое расстояние, после чего снижается за счет торможения о вещество, находящееся впереди. Однако кратковременного импульса скорости оказывается достаточно для роста начального возмущения.

При увеличении скорости соударения W_0 описанный выше процесс вырождается. Начинающий формироваться поток материала сразу же захлопывается налетающей пластиной. Его скорость не успевает развиваться до значительных величин, начальные возмущения не могут расти.

Указанный выше процесс формирования кратковременного течения материала возникает практически сразу же в точке контакта и имеет автомодельный характер.

В приведенном варианте расчетов предполагалось абсолютное скольжение поверхностей, а параметры в уравнении (20) следующие: $Y_0 = 0.15$ GPa; $\alpha = \beta = 0$. На рис. 11 показаны распределения интенсивности деформаций.

Как следует из рис. 10, 11, при увеличении скорости соударения наряду с уменьшением относительной скорости вещества между контактирующими поверхностями происходит уменьшение ширины зоны с высоким уровнем деформаций.

В соответствии с результатами расчета характер распределения деформации зависит и от прочности вещества. На рис. 12 показаны поля деформаций, полученные в расчетах в предположении абсолютного трения контактных поверхностей для двух вариантов сдвиговой прочности. В первом (рис. 12, *a*) использовалась модель упругопластического течения с постоянным пределом текучести $Y_0 = 0.15$ GPa, а во втором (рис. 12, *b*) — с учетом упрочнения при сжатии вещества и термического разупрочнения с соответствующими параметрами в уравнении (20) $Y_0 = 0.3$ GPa, $\alpha = 0.1$, $\beta = 1$. При этом $W_0 = 3$ km/s.

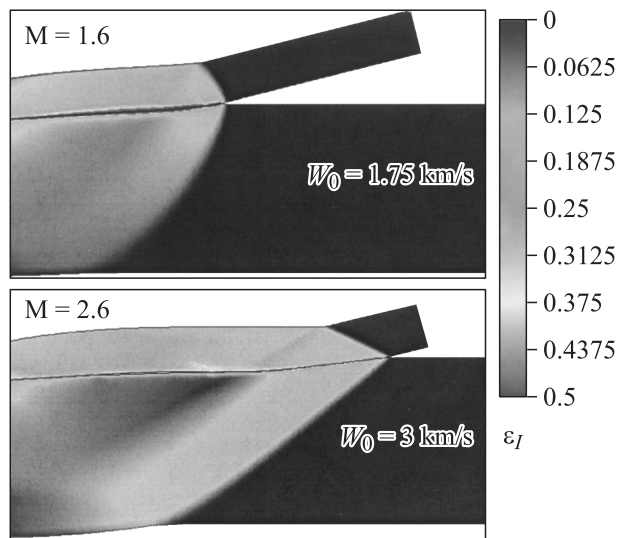


Рис. 11. Распределение интенсивности деформаций.

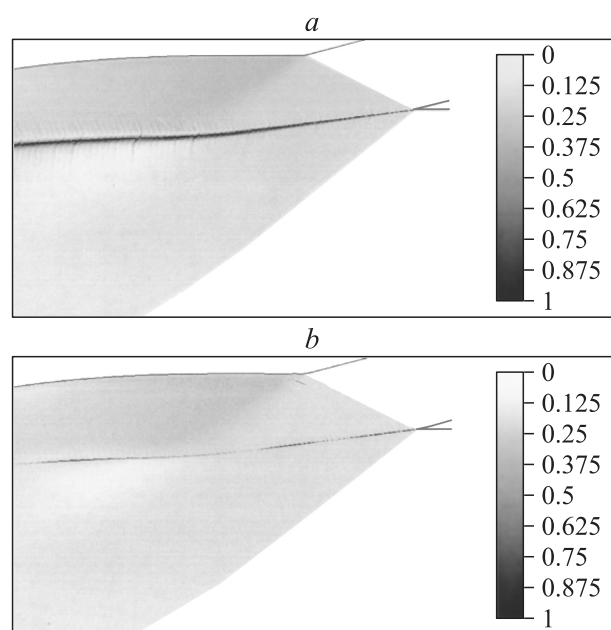


Рис. 12. Распределение интенсивности деформаций.

Как видно, при увеличении прочности вещества происходит уменьшение ширины зоны высоких уровней деформаций, что согласуется с результатами экспериментов.

Следует отметить, что наличие в определенном интервале скоростей соударения зоны с высокой деформацией и значительным градиентом скоростей наблюдается как в вариантах с абсолютным скольжением контактирующих поверхностей (рис. 11), так и в расчетах с абсолютным трением (рис. 12).

Вследствие интенсивного деформирования разогрев в локальной зоне приводит к существенному разупрочнению вещества. Таким образом, при скоростях соударения

$W_0 < 2$ km/s реализуются условия для развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Если пренебречь прочностью, то за время существования градиента скорости τ возмущения на границе вырастут до величины

$$a \approx a_0 \operatorname{ch} \left(\frac{UK}{2} \tau \right).$$

Как следует из результатов экспериментов, в опытах с алюминиевыми слоями при $W = 1.5$ km/s, $\gamma = 13.5^\circ$ наблюдались в основном возмущения с длиной волны $\lambda \approx 0.065$ см. Начальная неровность поверхности (шероховатость) составляла $\sim 10 \mu\text{s}$, т.е. существуют начальные возмущения с амплитудой $a_0 \approx 10^{-3}$ см. В соответствии с данными аналитических расчетов при скорости соударения $W_0 = 1.5$ km/s, $\tau \approx 0.2 \mu\text{s}$, а $\bar{U} \approx 2$ km/s. Тогда $a/a_0 = \operatorname{ch}(\pi \bar{U} \tau / \lambda) \approx 4.1$, т.е. за время импульса амплитуда возмущений увеличится в 4.1 раза и достигнет величины $a \approx 4.1 \cdot 10^{-3}$ см. В экспериментах зафиксирована амплитуда возмущений $a \approx 3.6 \cdot 10^{-3}$ см, что весьма близко к расчетной оценке.

Представляет интерес вопрос о факторах, определяющих длину волны возмущений. Полагая $a_0/\lambda \approx 10^{-2}$ (a_0 — средняя амплитуда начальной неровности образца; λ длина волны, полученная в эксперименте), из уравнения (19) получаем $\mu_{\text{cr}}/\mu \approx 1.4$. Согласно результатам численных упругопластических расчетов, толщина зоны теплового разупрочнения вещества (до 70%) составляет 0.08–0.1 mm. Максимальный перепад скорости в этой зоне $\Delta U \approx 3.8$ km/s (рис. 8). Таким образом, число Маха (среднее) равно $\mu \approx 1$. Следовательно, $\mu_{\text{cr}} \approx 1.4$ и $(\lambda/H)_{\text{cr}} \approx 10$ (рис. 6). Таким образом, $\lambda \approx 0.8$ mm, что весьма близко к экспериментально зафиксированной длине волны $\lambda \approx 0.65$ mm. Следует отметить, что эти оценки являются грубым приближением, так как в реальности имеет место непрерывный переход от холодного вещества к практически расплавленному и теряющему прочность.

К сожалению, провести прямой расчет развития возмущений пока не удалось. Причиной этому является сложный характер течения в точке контакта слоев.

Заключение

1. При косом соударении металлических пластин развитие возмущений наблюдается и в закритическом режиме, когда скорость точки контакта существенно больше скорости звука и кумулятивной струи не образуется.

2. При достаточно большой скорости соударения рост возмущений прекращается.

3. Причиной роста возмущений являются возникающий вблизи точки контакта значительный градиент скорости, реализующийся в течение короткого промежутка времени, и деформационный разогрев в узкой зоне вблизи контактной границы.

4. Приближенные аналитические решения показывают, что при достаточном градиенте скорости неустойчи-

вость Кельвина—Гельмгольца возникает на границе жидкости с упругим или упругопластическим веществом.

5. Оценки длины волны и амплитуды возмущений, проведенные на основе численных расчетов с привлечением аналитических решений, согласуются с данными экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 02-01-00796).

Список литературы

- [1] *Дерибас А.А.* Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980. 136 с.
- [2] *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Иностранная литература, 1950. 282 с.
- [3] *Cowan G.R., Holtzman A.H.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 4. P. 928.
- [4] *Cowan G.R., Bergmann O.R., Holtzman A.H.* // Metallurgical Trans. 1971. Vol. 2. N 11. P. 3145.
- [5] *Крупин А.В., Соловьев В.Я., Шефтель Н.И.* и др. Деформация металлов взрывом. М.: Металлургия, 1975. 165 с.
- [6] *Кузьмин Г.Е., Симонов В.Я., Яковлев И.В.* // ФГВ. 1976. Т. 13. № 3. С. 458.
- [7] *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Погорелов А.П.* и др. // ФГВ. 1981. Т. 17. № 6. С. 90.
- [8] *Дреннов О.Б.* // ФГВ. 1991. Т. 27. № 2. С. 118.
- [9] *Биркгоф Г.* Гидродинамика. Методы, факты, подобие. М.: ИЛ, 1963. 99 с.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954. 750 с.
- [11] *Кикина Н.Г.* // Акуст. журн. 1967. Т. 13. № 2. С. 213.
- [12] *Абакумов А.И., Лебедев А.И., Низовцева И.А., Низовцев П.Н., Раевский А.В.* // ВАНТ. Сер. теор. и прикл. физ. 1990. № 3. С. 14.