

УДК 534.222.2

Развитие сдвиговой неустойчивости на контактной границе продукты взрыва – металл при скользящей детонации заряда взрывчатого вещества

О. Б. Дреннов, А. И. Давыдов,
А. Л. Михайлов, В. А. Раевский

Представлены результаты экспериментов, в которых наблюдалось развитие периодических возмущений на контактной границе продукты взрыва – металл. Проведены эксперименты как со сферической, так и с плоской геометрией. Исследованы критические режимы волнообразования. Дается объяснение этого эффекта. В эксперименте обнаружено, что под воздействием динамического импульса на границе продукты взрыва – металл реализуются интенсивные пластические деформации, приводящие к термическому разупрочнению приграничного слоя стали. В этом слое реализуется неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Проведенная расчетно-аналитическая оценка критической граничной неустойчивой длины волны удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента.

Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (сдвиговая неустойчивость) является типом гидродинамической неустойчивости поверхности раздела веществ при реализации течения двух контактирующих потоков с различными тангенциальными скоростями [1].

Математическое описание неустойчивости поверхностей раздела неизбежно оказывается лишь приближенным. Обычно игнорируются такие явления, как: молекулярная диффузия (для газов или способных перемешиваться жидкостей), испарение или конденсация, вязкость. Для простоты первоначальное определение неустойчивости Кельвина–Гельмгольца было проведено для такой идеализированной жидкости (невязкой, несжимаемой). В простейшей форме неустойчивое течение описывается граничными условиями [2]

$$U(y) = \begin{cases} U & \text{при } y < 0; \\ U' & \text{при } y > 0; \end{cases} \quad \rho(y) = \begin{cases} \rho & \text{при } y < 0; \\ \rho' & \text{при } y > 0. \end{cases} \quad (1)$$

Более того, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца – это динамическая неустойчивость поверхности раздела $y = 0$ течения по соотношениям (1), в том числе и в случае $\rho = \rho'$ (однородная жидкость) и $g = 0$ (ускорение силы тяжести отсутствует). Поверхностное натяжение на границе $y = 0$ ослабляет неустойчивость, но не устраняет ее.

Задачу о неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в невязкой жидкости можно трактовать математически как задачу с начальными данными для автономной консервативной лагранжевой динамической системы с бесконечно большим числом степеней свободы. Равновесное течение (по соотношению (1)) представляет собой состояние равновесия такой системы, устойчивость ко-

торой может быть исследована с помощью общей теории малых колебаний. Эта теория устанавливает возможность представить произвольное малое колебание в виде линейной суперпозиции элементарных волновых решений. Амплитуда $a(t)$ любой k -й элементарной волны удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению вида

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = S(k)a. \quad (2)$$

Условие устойчивости имеет вид

$$S(k) < 0 \quad (3)$$

при всех k . Здесь $S(k)$ – так называемый фактор роста возмущений, являющийся функцией волнового числа.

В частном случае одиночной плоской поверхности раздела, описываемой соотношениями (1), элементарное волновое решение дифференциального уравнения (2) соответствует синусоидальным возмущениям поверхности раздела с произвольной длиной волны $\lambda = 2\pi/k$. Для варианта горизонтальной границы в вертикальном поле силы тяжести (две жидкости разной плотности движутся с разными скоростями) синусоидальное возмущение граничной поверхности с длиной волны $\lambda = 2\pi/k$ должно возрастать по экспоненциальному закону $\exp(S(k)t)$ [2], где

$$S(k) = \frac{\rho\rho'k^2}{(\rho + \rho')^2} (U - U')^2 - \frac{\rho - \rho'}{\rho + \rho'} (g - \ddot{y})k - \frac{\sigma k^3}{\rho + \rho'}. \quad (4)$$

Здесь ρ, ρ' – плотности слоев жидкости; U, U' – скорости их движения; \ddot{y} – ускорение легкого слоя; g – ускорение силы тяжести; σ – поверхностное натяжение на границе раздела; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число (λ – длина волны возмущения): вводится для симметризации уравнения плоской волны относительно x и t .

Условие устойчивости для соотношения (4) запишется в следующем виде [2]:

$$4g(\rho - \rho')\sigma > \rho^2 \rho'^2 (U - U')^4 / (\rho + \rho')^2. \quad (5)$$

Явление неустойчивости Кельвина–Гельмгольца изучено достаточно полно для жидкостей и газов (рассматриваются контактные границы газ–газ; газ–жидкость, жидкость–жидкость) [1–5].

В последние десятилетия появились работы по регистрации в экспериментах процесса развития сдвиговой неустойчивости на контактной границе двух металлов [6–9]. Однако до сих пор нет публикаций по исследованию состояния контактной границы между прочной средой (металл) и средой без прочности (газ, жидкость) в условиях реализации высокоскоростного относительно течения. Хотя процесс метания пластин продуктами взрыва (ПВ) при скользящей детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ) известен и используется достаточно давно (сварка взрывом, плакирование и т. п.), ни в одной из подобных работ не отмечались особенности состояния контактной границы ПВ–металл после динамического нагружения. В [10] было замечено, что на контактной границе ПВ–металл (при скользящей детонации заряда ВВ) образуется аналог кумулятивной струи – на поверхности металлической преграды, выставленной перпендикулярно направлению движения фронта детонационной волны, наблюдаются следы от воздействия струи (раковины, каверны).

Ниже приводятся результаты экспериментов, в которых нам удалось наблюдать развитие возмущений на контактной границе ПВ–металл при скользящей детонации заряда ВВ. Схема проведения опытов представлена на рис. 1. Использовалось нагружающее устройство сферической геометрии.

Сферическая капсула из стали Ст10 2 внешним радиусом $R = 87$ мм и толщиной $\Delta = 4$ мм заполнялась пористым веществом 3 и помещалась внутрь сферического слоя ВВ из тротила 1

($\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$, $D = 6,9 \text{ мм/мкс}$) внешним радиусом $R = 127 \text{ мм}$, толщиной $\delta = 40 \text{ мм}$. Слой ВВ инициировался в одной точке 4. После подрыва на контактной поверхности (границе раздела ПВ–металл) стальной капсулы было зафиксировано наличие крупных периодических волнообразных возмущений. На рис. 2 приведена макрофотография фрагмента поверхности.

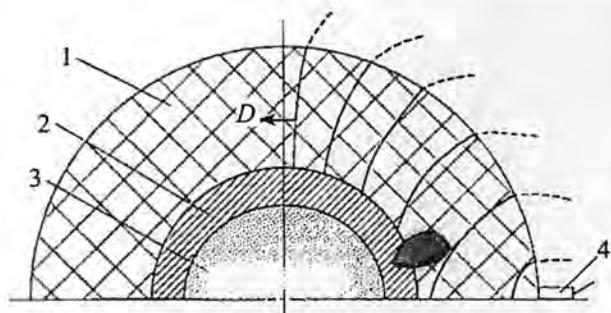


Рис. 1. Схема нагружения



Рис. 2. Макрофотография фрагмента поверхности

На рис. 3 приведена фотография микршлифа контактной границы ПВ–металл, увеличение 25 крат. Возмущения характеризуются следующими параметрами длина волны $\lambda \approx 2,5 \text{ мм}$, амплитуда $a \approx 0,22 \text{ мм}$.

Вероятно, вдоль границы раздела горячие ПВ–металл развивалась неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Данные о реализации сдвиговой неустойчивости при высокоскоростном скольжении газа вдоль поверхности твердого тела получены впервые.

Аналогичные результаты были получены нами позднее при проведении подобных опытов, но в плоской геометрии. Схема нагружения приведена на рис. 4.

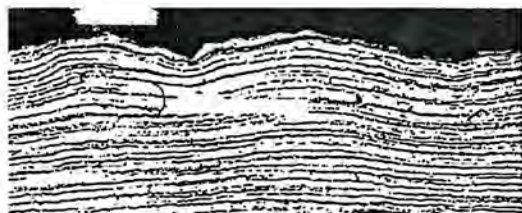


Рис. 3. Поверхность контакта ПВ – Ст10:
ув. $\times 25$, $a \approx 0,22 \text{ мм}$, $\lambda \approx 2,5 \text{ мм}$

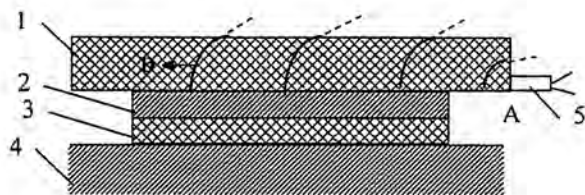


Рис. 4. Схема нагружения

Плоский заряд бризантного ВВ 1 (пластифицированный состав на основе октогена: $\rho = 1,86 \text{ г/см}^3$; $D = 8,75 \text{ мм/мкс}$) располагался непосредственно на поверхности стальной пластины 2 (материал–сталь Ст3). В заряде ВВ по линии контакта (т. А на схеме рис. 4) инициировалась скользящая детонационная волна. На контактной границе ПВ–металл реализовались периодические волнообразные возмущения $0,08 \text{ мм} \leq a \leq 0,1 \text{ мм}$; $1,8 \text{ мм} \leq \lambda \leq 2,0 \text{ мм}$, фиксируемые на поверхности сохраняемой после взрыва пластины 2 (см. на рис. 5).

По-видимому, возмущения образуются из-за развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на контактной границе ПВ–металл. Разогретые ПВ ($\sim 2000 \text{ }^\circ\text{C}$) с большой скоростью ($U = D/4 \leq 2,2 \text{ мм/мкс}$) скользят вдоль поверхности стальной пластины. В этих условиях как тан-

генциальной, так и нормальной скоростью материала металлического слоя можно пренебречь. В результате кратковременного динамического воздействия на контактной границе ПВ–металл развиваются интенсивные пластические деформации, приводящие к разогреву и термическому разупрочнению небольшого по глубине приграничного слоя металла. Этот слой под воздействием высокого ротора тангенциальной скорости и участвует в развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца.

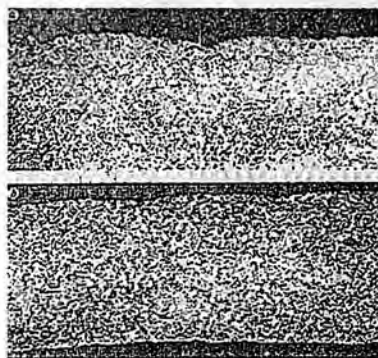


Рис. 5. Поверхность контакта ПВ – Ст3:
ув. х 25, $\bar{a} \approx 0,1$ мм, $\bar{\lambda} \approx 2$ мм

Начальное возмущение, определяемое исходной чистотой обработки поверхности ($a_0 \approx 10$ мкм), возрастает по экспоненциальному закону, пока амплитуда возмущений не сравняется с глубиной разупрочненного слоя. Дальнейший рост возмущений сдерживается прочностными свойствами металла.

В работе [11], в частности, рассмотрена задача о развитии малых возмущений для случая, когда идеальная жидкость скользит по поверхности прочного вещества. Такая постановка задачи соответствует варианту, в котором одно вещество скользит по другому, потерявшему в результате термического разупрочнения прочность в слое, прилегающем к поверхности контакта.

В приближении упругопластической среды получено критическое условие устойчивости слоя

$$a_0/\lambda \leq (a_0/\lambda)_{кр} \approx (\sigma_T/G) \left[(M_{кр}/M)^2 - 1 \right] / (4\pi\sqrt{3}). \quad (6)$$

Здесь a_0 – амплитуда начального возмущения; λ – длина волны произвольного возмущения; σ_T – предел текучести слоя; ρ – плотность слоя; M – число Маха ($M = U/c$); c – скорость сдвиговой волны в упругом слое; U – скорость перемещения слоя идеальной жидкости; $M_{кр}$ – критическое число Маха для конкретной длины волны; G – модуль сдвига для слоя.

Для длин волн много меньших толщины слоя $M_{кр} \approx 1,8$. Тогда соотношение (6) переходит к виду

$$(a_0/\lambda)_{кр} \approx (\sigma_T/G) \left[(1,8/M)^2 - 1 \right] / (4\pi\sqrt{3}) \approx (\sigma_T/\rho) \left[(1,8/U)^2 - (1/c)^2 \right] / (4\pi\sqrt{3}). \quad (7)$$

Для многих металлов в условиях не слишком сильных ударных волн ($\rho/\rho_0 < 0,05$) $(\sigma_T/G)/(4\pi\sqrt{3}) \approx 10^{-3}$. Принимая скорость продуктов взрыва $U \approx 2,2$ мм/мкс, скорость сдвиговых волн в стали $c = 2,8$ мм/мкс, находим

$$(a_0/\lambda)_{кр} \approx 10^{-3} \left[(1,8 \cdot 2,8/2,2)^2 - 1 \right] \approx 4,25 \cdot 10^3.$$

При стандартной шероховатости $a_0 \approx 10^{-2}$ мм получаем граничную длину волны $\lambda_{кр} \approx 2,4$ мм. Возмущения с большей длиной волны расти не должны. В экспериментах в сферической геометрии (наиболее интенсивное воздействие на материал) наблюдается рост возмущений с длиной волны $\lambda \approx 2,5$ мм, что весьма близко соответствует расчетной оценке. В экспериментах в плоской геометрии растут возмущения с меньшей длиной волны.

Таким образом, зарегистрированный экспериментально рост возмущений на контактной границе ПВ–металл объясняется с позиций развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Причем приграничный слой металла испытывает кратковременное термическое разупрочнение. Проведены оценки предельной величины длины волны возмущений $\lambda_{кр}$. Возмущения с большей длиной волны расти не должны.

Список литературы

1. Биркгоф Г. Гидродинамика. Методы, факты, подобие. М.: Изд-во иностр. лит., 1969.
2. Гидродинамическая неустойчивость / Под ред. Г. Биркгофа. М.: Мир, 1964.
3. Amsden A., Harlow F. Slip Instability // *The Physics of Fluids*. 1964. Vol. 7, No 3. P. 327–334.
4. Gerwin R. Stability of the Interface between Two Fluids in Relative Motion // *Reviews of Modern Physics*. 1968. Vol. 40, No 3. P. 652–658.
5. Esch R. The Instability of a Shear Layer between Two Parallel Streams // *J. of Fluid Mechanic*. 1957. Vol. 3. Part 3. P. 289–303.
6. Михайлов А. Л. Сдвиговая неустойчивость границы раздела в металлах // *Физика горения и взрыва*. 1979. Т. 15, № 2. С. 158–161.
7. Дреннов О. Б. О развитии возмущений на контактной границе алюминий–медь в нестационарном режиме косоугольного соударения // *Прикладная механика и техническая физика*. 1989, № 3. С. 41–44.
8. Дреннов О. Б. О развитии сдвиговой неустойчивости в металлах // *Журнал технической физики*. 1999. Т. 69. Вып. 2. С. 38–43.
9. Дреннов О. Б. О развитии сдвиговой неустойчивости в средах, обладающих прочностью // *Химическая физика*. 2001. Т. 20, № 8. С. 86–89.
10. Миндели Э. О., Кабулашвили В. Г., Мардалешвили Т. Г., Чагелишвили Э. Ш. Влияние начальной температуры на процесс струе- и волнообразования при сварке взрывом // *Физика горения и взрыва*. 1979. Т. 15, № 1. С. 150–155.
11. Дреннов О. Б., Михайлов А. Л., Низовцев П. Н., Раевский В. А. Развитие возмущений на границе раздела металлов при косом соударении со сверхзвуковой скоростью перемещения точки контакта // *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Теоретическая и прикладная физика*. 2001. Вып. 1. С. 34–42.

Shear Instability at the "Explosion Product-Metal" Interface for Sliding Detonation of an Explosive Charge

O. B. Drennov, A. I. Davydov, A. L. Mikhailov, V. A. Raevskii

Periodic perturbations at the "explosion product-metal" interface were studied experimentally. Experiments were performed for both spherical and plane geometry. Critical conditions of wave formation (detonation velocity of an explosive charge $D \geq 6.9 \text{ mm}/\mu\text{sec}$) are determined, and an explanation of this effect is given. It is found experimentally that a dynamic pulse causes intense plastic strains at the "explosion products-metal" interface, leading to thermal softening of the steel boundary layer. In this layer, Kelvin-Helmholtz instability occurs. Calculation-analytical estimates of the critical boundary unstable wavelength agree satisfactorily with experimental results.