

Рис. 4.

третьей границы (излом на кривой 4_+^*) сильно уменьшает область устойчивости.

Резюмируя, можно сказать, что учет всех условий, перечисленных в начале работы, сильно уменьшает область устойчивости ламинарного фронта пламени. При этом значения L , близкие к единице, оказываются, как правило, вне области устойчивости. Поскольку эти значения чисел Льюиса представляют, по-видимому, наибольший практический интерес, можно считать, что в постановках работ [1, 2] имеет место неустойчивость ламинарного

фронта пламени по отношению к диффузионно-тепловым возмущениям.

Государственный научно-исследовательский
энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского,
Москва

Поступила в редакцию
23/XII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
2. П. П. Лазарев, А. С. Плешанов. ФГВ, 1976, 12, 4.
3. И. М. Гельфанд. УМН, 1959, 14, 87.

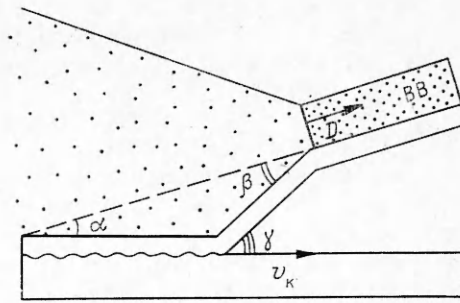
К ВОПРОСУ О ВОЛНООБРАЗОВАНИИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов

Явление образования волн на контактной границе металлических тел, сталкивающихся под углом с большими относительными скоростями, было описано в [1]. Волнообразование в зоне соударения играет важную роль в процессе сварки металлов взрывом (экспериментальная схема приведена на рис. 1). Интересное с точки зрения физики высоких давлений явление образования волн приобрело, таким образом, большое прикладное значение. Этому вопросу посвящены работы [2—6], и все же до настоящего времени не удалось построить теоретическую модель, позволяющую рассчитать периодический режим на поверхности соударения и объяснить известные экспериментальные факты.

В условиях сварки взрывом, когда для разгона метаемых пластин используется энергия продуктов детонации, обычно достигаются скорости соударения порядка сотен метров в секунду. Давление в металле составляет при этом десятки тысяч атмосфер, что существенно прево-

сходит пределы прочности. Сжимаемость металла при таких давлениях составляет несколько процентов, поэтому описание металла идеальной несжимаемой жидкостью, которым будем пользоваться, вполне оправдано. На целесообразность решения задачи о волнообразовании в гидродинамическом приближении указывалось в [7], где процесс образования волн моделировался на обыкновенной жидкости.



Локальные искривления поверхности контакта, причиной которых могут быть флуктуации потока в окрестности точки соударения, должны расти согласно известному в гидродинамике механизму неустойчивости Гельмгольца. Ограничение подобной неустойчивости может быть обусловлено действием сил, подобных поверхностному натяжению в жидкости. В предлагаемой работе показано, что подобные представления приводят к правильной зависимости длины волны λ от угла соударения γ .

В работе [8] приведены экспериментальные результаты, указывающие на то, что в диапазоне углов соударения, которые обычно используются для сварки взрывом, отношение амплитуды к длине волны составляет $\sim 0,14 \div 0,3$ (волны являются достаточно пологими), а длина волны либо меньше, либо того же порядка, что и толщина пластины.

Перечисленные условия позволяют воспользоваться линейной теорией капиллярных волн на границе раздела двух бесконечно глубоких жидкостей. Известное дисперсионное соотношение [9] дает связь длины волны с фазовой скоростью c_ϕ :

$$\lambda = \pi\sigma/\rho c_\phi^2, \quad (1)$$

где ρ — плотность верхней и нижней пластины (для простоты берется одинаковой); σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Рассматриваемый волновой режим не является гармоническим, поскольку существует граница, отделяющая деформированную поверхность от еще не деформированной (точка соударения). «Начало» цуга (граница волн) движется с групповой скоростью, определяемой соотношением

$$c_{гр} = c_\phi - \lambda \cdot dc_\phi/d\lambda. \quad (2)$$

Согласно (2), выражение (1) может быть преобразовано к виду

$$\lambda = 9\pi\sigma/4\rho c_{гр}^2. \quad (3)$$

Естественно положить групповую скорость равной скорости точки контакта v_k . Заметим, что даже если волнообразование начинается не в самой точке контакта, а на некотором расстоянии от нее, то в силу стационарности рассматриваемого процесса указанное положение все равно имеет место.

По терминологии, заимствованной из оптики, изучаемое волновое течение соответствует случаю «аномальной» дисперсии: $c_{гр} > c_\phi$. Это означает, что отдельные волны возникают в окрестности точки контакта и перемещаются «в глубь» волнового пакета.

Поскольку процесс соударения считается стационарным ($v_k = \text{const}$, $\gamma = \text{const}$), то из геометрических соображений (см. рисунок) легко получить выражение для скорости точки контакта

$$v_k = D \cdot (\sin \beta / \sin \gamma), \quad (4)$$

где D — скорость детонационной волны; β — угол разворота пластины под действием продуктов взрыва. В практически важном для сварки взрывом случае малых углов соударения $\sin \gamma \approx 2 \sin(\gamma/2)$, и выражение (4) совместно с (3) дает для определения длины волны формулу

$$\lambda/\delta = 9\pi\sigma/\rho\delta D^2 \sin^2 \beta \cdot \sin^2(\gamma/2). \quad (5)$$

Чтобы перейти к безразмерным величинам, нужно поделить левую и правую части равенства на характерный для процесса линейный размер, а именно на толщину метаемой пластины δ .

В работе [8] было показано, что угол разворота β определяется единственным параметром $r = \rho_0 \delta_0 / \rho \delta$ (здесь ρ_0 и δ_0 — плотность и толщина слоя ВВ). Но тогда коэффициент перед $\sin^2(\gamma/2)$ в уравнении (5) для конкретных пластин и вполне определенного заряда является константой. Меняя лишь начальный угол расположения пластин α , получим зависимость длины волны от угла соударения

$$\lambda/\delta = A \cdot \sin^2(\gamma/2). \quad (6)$$

Вычислить значение постоянной A в настоящее время не представляется возможным, поскольку отсутствует информация о величине σ в условиях экстремально-высоких давлений.

Экспериментальное исследование зависимости длины волны от угла соударения, выполненное в работе [10], приводит к результату

$$\lambda/\delta = 26 \cdot \sin^2(\gamma/2).$$

Качественное соответствие теории и эксперимента позволяет думать, что рассмотренная выше концепция основана на правильных представлениях о механизме явления. Предположенная теория может быть использована для определения величин σ . Вопрос о природе σ составляет предмет самостоятельного исследования. Возможно, σ действительно является поверхностным натяжением металлов, величина которого определяется необычным состоянием их поверхностных слоев в условиях высокоскоростной деформации.

Экспериментальные исследования соударения металлов различной плотности [8] показали, что имеет место определенная асимметрия границы раздела. Это явление легко объяснить с позиций изложенной концепции, если учесть эффекты, связанные с нелинейностью волн.

Отделение ИХФ АН СССР,
Черноголовка

Поступила в редакцию
11/III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Allen, J. Marples, W. Wilson. J. Appl. Phys., 1954, 25, 5.
2. Г. Абрахамсон. Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Сер. Е. Прикл. мех., 1961, 28, 4.
3. E. Schmittmann, W. Koch, H. Schenp. Arch. Eisenhüttenwesen, 1965, 36, 9.
4. С. К. Годунов, А. А. Дерибас, Н. С. Козин. ПМТФ, 1971, 3.
5. A. Bahrani, T. Black, B. Crossland. Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1967, 296, 1445.
6. J. H. Hunt. Phil. Mag., 1968, 17, 148.
7. В. М. Кудинов, А. Х. Бунятыян. Авт. сварка, 1971, 8.

8. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
10. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1968, 4, 1.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ЗАРЯДЕ ВВ НА ЕГО ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ

*О. А. Кузнецов, В. С. Соловьев, М. М. Бойко,
Л. Н. Власова, В. Н. Постнов*

Иницирование детонации в заряде ВВ сопровождается зоной перехода, где параметры во фронте иницирующей ударной волны (ИУВ) изменяются от первоначальных до детонационных. Величина этой зоны, которую для гетерогенных ВВ принято называть расстоянием индукции (l), зависит от условий иницирования и в некоторых случаях может быть соизмерима с размерами иницирующего заряда. В настоящей работе предпринята попытка оценить влияние величины зоны перехода, а следовательно, и условий иницирования детонации на характер последствия заряда ВВ. Последствие оценивалось по метательной способности заряда ВВ, за основную характеристику которой можно принять кривую расширения в координатах p — давление, u — массовая скорость.

Для построения кривых расширения применена методика [1], основанная на использовании сведений о характере разгона тонкой металлической пластины, находящейся в контакте с исследуемым образцом. Экспериментальная установка аналогична примененной в работе [2]. Кривые расширения строились по данным о характере разгона контрольной пластины из дюраля Д-16 толщиной $\delta=1$ мм. Точность построения кривых расширения в основном определяется точностью замера скорости свободной поверхности контрольной пластины, и для условий эксперимента она составляет 10—12%. Несмотря на относительно невысокую точность метода, полученные с его помощью данные позволили рассмотреть на примере тротила основные особенности последствия заряда ВВ в различных условиях внешнего воздействия на него.

Кривые расширения. На рис. 1 представлены кривые расширения зарядов тротила различной длины h . Для зарядов с $h=7,7$ и 11,3 мм кривые расположены достаточно близко, что свидетельствует о слабом спаде давления за фронтом ИУВ. Этот факт хорошо согласуется с результатами замеров профиля массовой скорости, выполненных в подобных исследованиях [3, 4].

На участке $h < l$ детонация не вышла на стационарный режим, но частично начавшаяся реакция разложения ВВ приводит к тому, что среда становится более сжимаемой, чем инертное, не подверженное реакции ВВ. Это следует из того, что изэнтропа расширения инертного ВВ (см. рис. 1, 6), которая при построении считалась совпадающей с ударной адиабатой ВВ, расположена ниже указанных кривых расширения. Кривые расширения зарядов, имеющих длину, превышающую расстояние индукции (см. рис. 1, 1—3), начинаются, естественно, из состояния с более высокими параметрами, чем для $h=7,7$ и 11,3 мм. Характерно, что увеличение h вызывает уменьшение крутизны соответствующих кривых расширения.

Увеличение давления иницирования и сокращение l приводят к тому, что для одинаковой длины заряда, но с большей по величине пе-