ТЕОРИЯ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛОВ, СВАРЕННЫХ ВЗРЫВОМ

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

(Черноголовка)

На контактной поверхности металлических тел, сталкивающихся под углом с большими относительными скоростями, образуются регулярные волны [1]. Это явление играет существенную роль в процессе сварки металлов взрывом и, следовательно, помимо чисто научного интереса имеет важное прикладное значение. Несмотря на определенные успехи, достигнутые исследователями при изучении волнообразования [2—7], общепринятой теории этого явления не существует, и вопрос о происхождении волн на границе раздела металлов остается открытым.

В сообщении [8] авторы настоящей статьи предложили принципиально новый подход к решению проблемы, согласно которому волновой режим на поверхности соударения есть результат конкуренции двух процессов — гидродинамической неустойчивости Кельвина — Гельмгольца и стабилизации ее силами поверхностного натяжения. Отсутствие информации о поверхностном натяжении металлов в условиях высокоскоростной деформации не позволило авторам определить размеры волн. Ниже приводится количественная теория волнообразования, построенная на основе несколько видоизмененных представлений о природе сил, ограничивающих развитие неустойчивости. С позиций развитой в работе теории удалось оценить размеры волн и объяснить ряд важных экспериментальных закономерностей, таких как асимметрия волнового профиля при соударении металлов разной плотности, зависимость длины волны от угла соударения и пропорциональность ее толщине метаемой пластины.

Физическая модель волнообразования

Наиболее распространенная схема взрывного сваривания пластин показана на рис. 1. Рассматривается стационарный режим соударения, при котором угол соударения γ и скорость точки контакта $v_к$ постоянны. Изображенная на рис. 1 схема носит название «несимметричной», поскольку пластины здесь с самого начала поставлены в неравноправное положение (нижняя покоится, а верхняя разгоняется до больших скоростей продуктами взрыва).

В точке соударения пластин и ее окрестности развиваются высокие давления. Будем считать металл в этой области идеальной, несжимаемой жидкостью. Использование гидродинамической аналогии при описании движения металла в условиях высоких давлений является традиционным методом. Его с успехом применяли многие авторы, например, для объяснения эффекта кумуляции [9]. Строго говоря, аппроксимация металла идеальной, несжимаемой жидкостью возможна, если касательные напряжения в нем существенно превосходят предел текучести, а нормальные — недостаточны для заметного изменения плотности.

Отдельные возмущения поверхности контакта, причиной которых могут быть флуктуации потока в окрестности точки соударения, накладываются друг на друга. Их суперпозиция дает результирующий волновой профиль, который и составляет предмет настоящего исследования. Процесс превращения непериодических возмущений в волновые в рамках работы не рассматривается. Известно, однако, что единствен-

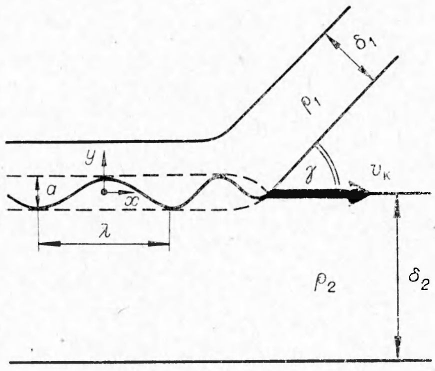

Рис. 1. Несимметричная схема соударения пластин.

ное условие для такого превращения — наличие у среды свойства дисперсии [10].

Рассматриваемый волновой режим не является гармоническим, хотя бы потому, что существует граница, отделяющая деформированную поверхность от еще недеформированной (точка соударения). Начало цуга движется с групповой скоростью u, которую естественно положить равной скорости точки контакта. Если даже волнообразование начинается не в самой точке контакта, а на некотором расстоянии от нее, положение $u = v_к$ все равно имеет место из-за стационарности режима соударения. Затухание колебаний (застывание волн) происходит в результате действия сил внутреннего трения, влияние которых начинает сказываться в процессе спада давления на некотором расстоянии от точки контакта. Точка «замораживания» волн также движется со скоростью, равной $v_к$, в силу стационарности режима соударения.

Отдельные волны профиля движутся с фазовой скоростью c, которая в общем случае не равна групповой. Поскольку волны возникают в окрестности точки соударения и перемещаются в «глубь» волнового пакета, необходимо положить $u > c$. Такой закон дисперсии называется «аномальным». Локальные искривления границы раздела («горбы» и «впадины» волнового профиля) должны расти по известному в гидродинамике механизму неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Для построения теории волнообразования необходимо установить природу сил, ограничивающих развитие этой неустойчивости.

На границе раздела реальных жидкостей образование волн, как известно, обусловлено действием массовых сил (гравитационные волны) и действием поверхностных сил (капиллярные волны). Закону «аномальной» дисперсии подчиняются капиллярные волны, в то время как для гравитационных волн справедлив «нормальный» закон дисперсии $u < c$ [11]. Таким образом, причину возникновения волн при сварке взрывом следует искать в свойствах контактной поверхности.

Молекулярное поверхностное натяжение связано с тем, что молекулы в объеме жидкости и на ее поверхности находятся в различных энергетических состояниях. На границе раздела двух одинаковых жидкостей, при отсутствии какого-либо переходного слоя, эффекты, связанные с действием сил поверхностного натяжения, исчезают, при этом теряет смысл и само понятие «граница раздела». Иная ситуация складывается при наличии на границе сред переходного слоя. В этом случае поверхностные эффекты, такие как волнообразование, могут иметь место и на границе раздела одинаковых жидкостей. Величина коэффициента поверхностного натяжения при этом в значительной степени зависит от физических свойств переходного слоя, которые зачастую целиком определяют существо поверхностных явлений. В качестве классического примера можно привести явление так называемой «флаговой неустойчивости». Развитие такой неустойчивости происходит по механизму Кельвина-Гельмгольца, а стабилизация и волновой режим наступают в результате упругого натяжения полотнища флага, играющего в данной ситуации роль поверхностного натяжения.

В условиях сварки взрывом волны на контактной поверхности образуются при соударении как различных, так и одинаковых металлов. Этот факт позволяет предположить, что граница раздела, подобная полотнищу флага, возникает и при сварке металлов взрывом. Такое «полотнище» может быть результатом необычных условий деформации поверхностных слоев металла. В настоящее время трудно судить, в каком состоянии находится металл в прилегающем к границе раздела слое. Он может, например, находиться в вязкоупругом состоянии в отличие от металла других слоев, который ведет себя как идеальная жидкость. Экспериментальные исследования сварных образцов после взрыва показывают существенное различие структуры и микротвердости металла в прилегающей и удаленной от границы раздела областях [12].

На микрофотографиях сварных швов обычно хорошо видны следы пластических течений, свидетельствующие о движении переходного слоя вслед за точкой контакта. Подробно это явление исследовалось в работе [13]. Будем считать, что переходный слой движется вслед за точкой контакта с некоторой постоянной скоростью, что, впрочем, вполне согласуется с условием стационарности режима соударения. Величина этой скорости для расчета волнового режима оказывается несущественной.

Основные уравнения

Движение идеальной несжимаемой жидкости описывается следующей системой уравнений:
«уравнение Эйлера»

$$\partial\vec{v}/\partial t+(\vec{v}\nabla)\vec{v}=-\text{grad}\,(p/\rho), \tag{1}$$

«уравнение неразрывности»

$$\text{div}\,\vec{v}=0. \tag{2}$$

Здесь $\vec{v}$ — скорость; p — давление; ρ — плотность жидкости.

Решая задачу о волнах в плоской постановке, будем пользоваться неподвижной системой координат, в которой ось x лежит на поверхности раздела жидкостей в невозмущенном состоянии и направлена по вектору скорости точки контакта, а ось y — перпендикулярна этой поверхности и ориентирована в сторону жидкости с плотностью ρ_1 (см. рис. 1). Поскольку $\rho=\text{const}$ (условие несжимаемости), то система (1), (2) является замкнутой. Для получения однозначных решений ее необходимо дополнить начальными и граничными условиями. Выбор начальных условий представляет значительные трудности, поэтому будем рассматривать колебания в установившемся режиме, т. е. когда начальные условия можно не рассматривать. Из граничных же условий необходимо учесть следующие.

1. Поперечные волны в идеальной жидкости возможны лишь на границе раздела, поскольку в глубинных слоях отсутствуют тангенциальные напряжения. Возникшие на поверхности контакта колебания жидкости быстро затухают с глубиной. Характер затухания (в рассматриваемом приближении) обусловлен инерционностью волнового процесса и не зависит от характеристик самой среды. Нетрудно показать [11], что на расстоянии от границы раздела $\sim\lambda/2$ (λ — длина волны) колебания в идеальной жидкости практически полностью отсутствуют. Таким образом, волновой рельеф свободной поверхности возможен лишь при соударении очень тонких пластин, толщиной $\delta<\lambda/2$. В практически важном для сварки взрывом случае ($\delta>\lambda/2$) колебания на свободной поверхности пластин отсутствуют, т. е. для вертикальной составляющей скорости выполняются условия:

для верхней пластины

$$v_y|_{y=\delta_1}=0,$$

для нижней пластины

$$v_y|_{y=-\delta_2}=0. \tag{3}$$

Здесь δ_1 и δ_2 — толщина верхней и нижней пластин соответственно.

2. Разность давлений на границе раздела в верхней и нижней жидкостях определяется формулой Лапласа

$$(p_1-p_2)|_{y=\xi}=\sigma/R, \tag{4}$$

где символом ξ обозначена y-координата частиц, лежащих на границе раздела; σ — коэффициент натяжения; R — радиус кривизны контактной поверхности.

Если уравнение волнового профиля $\xi=\xi(x, t)$ известно, то для радиуса кривизны из дифференциальной геометрии [14] имеем выражение

$$\frac{1}{R}=\frac{\dfrac{\partial^2\xi}{\partial x^2}}{\left[1+\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2\right]^{3/2}}. \tag{5}$$

Система уравнений (1), (2) нелинейна (нелинейный член — конвективная производная $(\vec{v}\nabla)\vec{v}$). С учетом (5) граничное условие (4) также нелинейно. Поэтому точное решение системы сопряжено с большими математическими трудностями. Для преодоления их воспользуемся приближенным решением.

Первое приближение (линейная теория)

Решение системы (1), (2) заметно упрощается, если в уравнении Эйлера можно пренебречь членом $(\vec{v}\nabla)\vec{v}$ по сравнению с $\partial\vec{v}/\partial t$. Легко показать [15], что физически условие $(\vec{v}\nabla)\vec{v}\ll\partial\vec{v}/\partial t$ эквивалентно требованию $a/\lambda\ll 1$ (a — амплитуда волн). Экспериментальные данные [12] свидетельствуют о том, что при сварке взрывом отношение амплитуды волн к длине составляет $\sim 0{,}14\div 0{,}30$ (т. е. волны являются достаточно пологими). Отбросив член $(\vec{v}\nabla)\vec{v}$ в уравнении (1), получим систему линейных уравнений

$$\partial\vec{v}/\partial t=-\operatorname{grad}(p/\rho), \tag{6}$$

$$\operatorname{div}\vec{v}=0. \tag{7}$$

Применив к обеим частям уравнения (6) операцию «ротор», получим условие $\operatorname{rot}\vec{v}=\mathrm{const}$, но при колебательном движении среднее по времени значение скорости равно нулю, поэтому и $\operatorname{rot}\vec{v}=0$. Таким образом, в линейном приближении исследуемое движение среды будет безвихревым. Удобно ввести в рассмотрение потенциал скорости φ, определяемый соотношением $\vec{v}=\operatorname{grad}\varphi$. Система уравнений (6), (7) запишется при этом в виде

$$p=-\rho\partial\varphi/\partial t+F(t), \tag{8}$$

$$\partial^2\varphi/\partial x^2+\partial^2\varphi/\partial y^2=0. \tag{9}$$

Из этой пары уравнений первое представляет собой интеграл Коши уравнения Эйлера, $F(t)$ — произвольная функция времени, которую

можно положить равной нулю. Граничное условие (3) в терминах потенциала будет:
для верхней пластины

$$\left.\frac{\partial \varphi_1}{\partial y}\right|_{y=\delta_1} = 0,$$

для нижней пластины

$$\left.\frac{\partial \varphi_2}{\partial y}\right|_{y=-\delta_2} = 0. \tag{10}$$

Знаменатель дроби, стоящей в правой части соотношения (5) с точностью до величины второго порядка малости по a/λ можно считать равным единице. Поэтому граничное условие (4) примет вид

$$(p_1 - p_2)\,|_{y=\xi} = \sigma \cdot \partial^2 \xi / \partial x^2. \tag{11}$$

Используя хорошо развитую теорию потенциала [15], для верхнего и нижнего металлов имеем решение

$$\begin{gathered} \varphi_1 = A_1 \cdot \operatorname{ch} k(y - \delta_1) \cos k(x - ct), \\ \varphi_2 = A_2 \cdot \operatorname{ch} k(y + \delta_2) \cos k(x - ct), \end{gathered} \tag{12}$$

где постоянные интегрирования A_1 и A_2 — произвольны в силу неопределенности начальных условий; c — фазовая скорость; $k = 2\pi/\lambda$ — так называемое волновое число.

Полученные выражения для потенциалов позволяют легко установить вид волнового профиля $\xi = \xi(x, t)$. Действительно, поскольку ξ представляет собой y-координату частиц, лежащих на поверхности раздела, то для вертикальной составляющей скорости этих частиц имеем

$$v_y\,|_{y=\xi} = d\xi/dt = \partial\xi/dt + \partial\xi/\partial x \cdot v_x. \tag{13}$$

В рассматриваемом приближении членом $\partial\xi/\partial x \cdot v_x$ можно пренебречь по сравнению с $\partial\xi/\partial t$ по той причине, по которой в уравнении Эйлера пренебрегли конвективной производной по сравнению с локальной. В самом деле, $\partial\xi/\partial x \cdot v_x \sim a/\lambda \cdot a/\tau$ (где τ — период колебаний в волне), а $\partial\xi/\partial t \sim a/\tau$. Таким образом, из условия $a/\lambda \ll 1$ следует $\partial\xi/\partial x \times v_x \ll \partial\xi/\partial t$. Учитывая это обстоятельство, из соотношения (13) получим условие, которому должны удовлетворять потенциалы φ_1 и φ_2 на границе раздела жидкостей

$$\partial\varphi_1/\partial y\,|_{y=\xi} = \partial\xi/\partial t = \partial\varphi_2/\partial y\,|_{y=\xi}. \tag{14}$$

В силу малости амплитуды колебаний значения потенциалов в этом условии можно брать при $y = 0$ вместо $y = \xi$.

Подставляя в условие (14) выражения для потенциалов (12), для профиля волны получим

$$\xi = \int \frac{\partial \varphi(x, 0, t)}{\partial y}\, dt = \frac{a}{2} \sin k(x - ct), \tag{15}$$

где $a = 2A_1/c \cdot \operatorname{sh} k\delta_1 = -2A_2/c \cdot \operatorname{sh} k\delta_2$. Таким образом, в первом приближении профиль поверхности раздела представляет собой бегущую в положительном направлении оси x синусоидальную волну. Величина амплитуды a оказывается неопределенной из-за отсутствия начальных условий.

Найдем теперь связь фазовой скорости с волновым числом. Для этого в граничное условие (11) подставим выражение для давления (8), а также решения для потенциалов (12) и волнового профиля (15)

$$\rho_1 \operatorname{cth} k\delta_1 + \rho_2 \operatorname{cth} k\delta_2 = \sigma k / c^2. \tag{16}$$

В предельном случае «глубокой воды» ($k\delta \gg 1$) гиперболические функции $\mathrm{cth}\, k\delta \sim 1$ и дисперсионное соотношение (16) преобразуется к более простому виду

$$c^2 = \sigma k/(\rho_1 + \rho_2). \qquad (17)$$

Строго говоря, это соотношение имеет место при стремлении $k\delta \to \infty$, однако практически (с большой степенью точности) оно справедливо уже при $k\delta > 3$, т. е. при $\delta > \lambda/2$, но именно в этом диапазоне толщин и выполнен расчет волнового режима.

Второе приближение (нелинейные эффекты)

Чтобы выяснить степень точности первого приближения, необходимо найти следующее приближение. Воспользуемся для этого методом Стокса [16]. Будем считать, что движение металла во втором приближении остается потенциальным и ограничимся рассмотрением случая $k\delta \gg 1$. Как уже отмечалось выше, результаты расчета в этом предельном случае с хорошей точностью применимы к наиболее интересному для практики взрывного сваривания диапазону толщин $\delta > \lambda/2$. Найдем интеграл Коши нелинейного уравнения Эйлера (1)

$$p = -\rho \cdot \partial\varphi/\partial t - \rho/2 \cdot [(\partial\varphi/\partial x)^2 + (\partial\varphi/\partial y)^2]. \qquad (18)$$

Второй член в правой части этого равенства имеет второй порядок малости и пренебречь им в данном приближении уже нельзя. Нельзя также пренебречь членом $\partial\xi/\partial x \cdot v_x$ в уравнении (13). Тогда из условия для вертикальной составляющей скорости частиц на границе раздела имеем

$$\begin{aligned} \partial\varphi_1/\partial y &= \partial\xi/\partial t + \partial\xi/\partial x \cdot \partial\varphi_1/\partial x, \\ \partial\varphi_2/\partial y &= \partial\xi/\partial t + \partial\xi/\partial x \cdot \partial\varphi_2/\partial x. \end{aligned} \qquad (19)$$

Условие (11) для давлений на поверхности раздела жидкостей останется во втором приближении без изменений. Не изменится и уравнение неразрывности (9), которое, как и раньше, приводит к функциям вида $\varphi \sim \exp(\pm ky)$.

Будем искать решения для потенциалов и профиля в виде рядов Фурье

$$\begin{aligned} \varphi_1 = A_1 e^{-ky} \cos k(x-ct) + \sum_{n=2}^{\infty} e^{-nky} \{B_{1n} \cos nk(x-ct) + \\ + C_{1n} \sin nk(x-ct)\}, \\ \varphi_2 = A_2 e^{ky} \cos k(x-ct) + \sum_{n=2}^{\infty} e^{nky} \{B_{2n} \cos nk(x-ct) + \\ + C_2 \ \sin nk(x-ct)\}, \\ \xi = \frac{a}{2} \sin k(x-ct) + \sum_{n=2}^{\infty} \{b_n \cos nk(x-ct) + c_n \sin nk(x-ct)\}. \end{aligned} \qquad (20)$$

Слагаемые перед суммой в этих выражениях дают линейную часть решения, представляющую собой основную гармонику колебаний. Слагаемые под знаком суммы приводят к нелинейным поправкам. Во втором приближении к линейному решению необходимо добавить члены, имеющие удвоенную периодичность.

Подставляя ряды (20) в граничные условия (11), (19) и учитывая при этом (18), получим систему алгебраических уравнений для определения коэффициентов этих рядов

$$
\begin{aligned}
&A_1=ac/2,\\
&A_2=-ac/2,\\
&\rho_1A_1-\rho_2A_2=\sigma ka/2c,\\
&C_{12}=ak/8\cdot A_1-cb_2,\\
&C_{22}=cb_2-ak/8\cdot A_2,\\
&\rho_2C_{22}-\rho_1C_{12}=2\sigma k/c\cdot b_2,\\
&B_{12}=c\cdot c_2,\\
&B_{22}=-c\cdot c_2,\\
&\rho_1B_{12}-\rho_2B_{22}=2\sigma k/c\cdot c_2.
\end{aligned}
\tag{21}
$$

Три первых уравнения системы (21) образуют замкнутую подсистему, но при подстановке двух первых уравнений в третье последнее обращается в тождество

$$\rho_1+\rho_2=\sigma k/c^2. \tag{22}$$

Здесь левая и правая части равенства поделены на a (это возможно, поскольку нас интересуют решения с отличной от нуля амплитудой колебаний). Таким образом, дисперсионное соотношение, связывающее фазовую скорость и волновое число, остается во втором приближении без изменений. В то же время, поскольку одно из уравнений системы является тождеством, амплитуда колебаний a, как и в линейном приближении, оказывается величиной неопределенной. Остальные коэффициенты легко находятся из (21) и при подстановке в (20) дают необходимую информацию о волновом потоке. Так, например, для профиля волны во втором приближении имеем

$$\xi=a/2\cdot\sin k(x-ct)-ka^2/16\cdot(\rho_1-\rho_2)/(\rho_1+\rho_2)\cdot\cos 2k(x-ct). \tag{23}$$

Появление второй гармоники в выражении (23) связано, как видно, с разницей в плотностях соударяющихся металлов. При $\rho_1=\rho_2$ асимметрия в решении (23) отсутствует, и граница раздела представляет собой «чистую» синусоиду даже во втором приближении. Характер искажений, обусловленных вторым гармоническим членом, для случая $\rho_1>\rho_2$ показан на рис. 2. Видно, что вершины и впадины волнового профиля имеют во втором приближении различную протяженность, причем более острые гребни волн направлены в сторону более плотного металла (система координат ориентирована таким образом, что среда с плотностью ρ_1 находится вверху).

Экспериментальные исследования соударений металлов различной плотности показали, что подобная асимметрия границы раздела действительно имеет место и закономерность эта выполняется без каких-либо исключений [12]. На рис. 3, *а* изображена граница раздела метал-

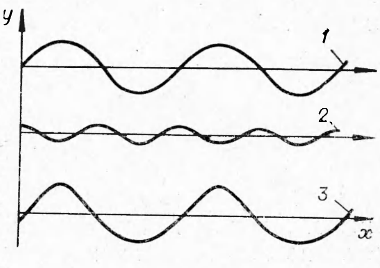

Рис. 2. Искажение профиля волны.

1 — основная гармоника; *2* — второй гармонический член; *3* — результирующий профиль волны.

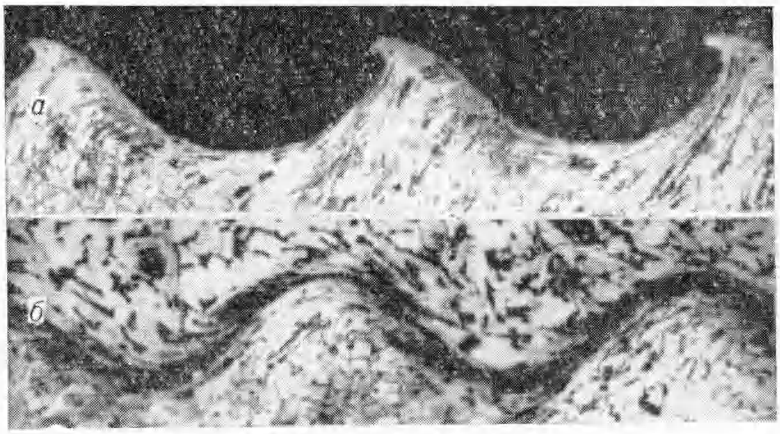

Рис. 3. Микрофотография границы раздела металлов.
а) свинец (темное поле) — сталь; *б*) сталь — сталь.

лов с явно выраженной асимметрией. В случае соударения металлов одной плотности контактная поверхность приближается к синусоидальной (рис. 3, *б*).

Зависимость длины волны от угла соударения

Имеющиеся в литературе экспериментальные данные [17] свидетельствуют о сильном влиянии на длину волны угла соударения. Проведем расчет зависимости $\lambda=\lambda(\gamma)$ с позиций изложенной концепции. Будем для простоты рассматривать случай $\rho_1=\rho_2$ (т. е. соударение металлов одной плотности). Воспользуемся дисперсионным соотношением (22), переписав его в виде

$$\lambda=\pi\sigma/\rho c^2. \qquad (24)$$

Фазовая скорость волн связана с групповой известным соотношением Рэлея

$$u=c-\lambda\cdot dc/d\lambda. \qquad (25)$$

Это соотношение и условие $u=v_к$ совместно с (24) приводят к выражению для длины волны

$$\lambda=9\pi\sigma/4\rho v_к^2. \qquad (26)$$

Оценка величины σ в этом выражении может быть получена из общих соображений о необходимости сохранения импульса замкнутой системы. Действительно, согласно принятым допущениям, соударение пластин в системе координат, связанной с точкой контакта, эквивалентно соударению плоских струй из идеальной несжимаемой жидкости. Отсутствие обратной струи в таком потоке приводит к невыполнению закона сохранения импульса в направлении оси x. В предельном случае $\delta_1\ll\delta_2$, изменение импульса системы в контуре, охватывающем втекающие и вытекающие потоки, составило бы в единицу времени величину

$$\Delta I = 2\rho\delta_1 v_к^2\cdot\sin^2\frac{\gamma}{2}. \qquad (27)$$

Во избежание парадокса следует допустить, что вытекающий поток тормозится при взаимодействии с переходным слоем. В силу конечной (хотя, возможно, и очень малой) вязкости разрыва скорости на границе потока с переходным слоем быть не должно. Скорость меняется непрерывно в тонком пограничном слое, прилегающем к переходному. Вне этого пограничного слоя влияние вязкости на поток мало сказывается, и жидкость можно считать идеальной. Распределение скорости по толщине вытекающего потока должно обеспечить сохранение импульса системы.

Для расчета силы f, действующей со стороны переходного слоя на поток, необходимо знать коэффициент вязкости μ и точное распределение скорости по толщине потока. Можно, однако, предположить, что поскольку действие этой силы компенсирует изменение импульса системы в единицу времени, то $f \approx \Delta I$. Согласно третьему закону Ньютона, переходный слой в свою очередь испытывает действие силы f со стороны потока. В противоположном направлении на него действует градиент давления (на линии центр давлений — точка контакта). Если рассматриваемый слой находится в состоянии равновесия (покоится или движется с постоянной скоростью), силу f можно трактовать как своеобразное «натяжение» такого слоя и считать $f = \sigma$. Поскольку амплитуда рассматриваемых волн мала в сравнении с их длиной, натяжение можно считать постоянным вдоль границы раздела.

Зависимость коэффициента σ от параметров ρ, δ_1, $v_к$ и γ допускает простое физическое объяснение. Действительно, натяжение переходного слоя обусловлено вязким напряжением, величина которого равна коэффициенту вязкости, умноженному на градиент скорости. Но в условиях сварки взрывом, по данным работы [18], $\mu \sim \rho\delta_1 v_к \cdot \sin^2 \cdot \gamma/2$.

Изложенные выше соображения приводят к зависимости длины волны от параметров соударения

$$\lambda/\delta_1 = 9\pi/2 \cdot \sin^2 \cdot \gamma/2, \qquad (28)$$

где $9\pi/2 \approx 14$. Значение коэффициента перед синусом в этом выражении определяет порядок длины волны. Экспериментальное исследование зависимости длины волны от угла соударения при $\delta_1 \ll \delta_2$, выполненное в работе [17], приводит к результату

$$\lambda/\delta_1 = 26 \cdot \sin^2 \cdot \gamma/2. \qquad (29)$$

Нетрудно провести аналогичные рассуждения и в другом предельном случае $\delta_1 = \delta_2$. Расчет при этом дает ту же зависимость λ от параметров удара со значением коэффициента перед $\sin^2 \cdot \gamma/2$, равном $9\pi/4$. Экспериментальные данные по соударению пластин равной толщины [19], дают значение коэффициента перед синусом, равное 16. Хорошее согласие данных расчета с известными экспериментальными фактами позволяет думать, что предложенная в работе модель правильно описывает механизм возникновения волн на границе раздела металлов, сваренных взрывом.

Отметим в заключение ряд обстоятельств. Волнообразование наблюдается не только при соударении металлов. Нетрудно, например, получить волновой рельеф на поверхности алюминиевой пластины при соударении ее под углом с поверхностью воды или плексом. Таким образом, микроструктура вещества и его агрегатное состояние не являются существенными для эффекта факторами. Это обстоятельство находит свое отражение в теории, поскольку последняя использует в качестве математического аппарата уравнения механики сплошных сред.

Построенная выше теория волнообразования основана на представлении металла в окрестности соударения идеальной жидкостью. Неудивительно поэтому, что основные выводы ее не содержат прочностных характеристик металлов. Этот результат вполне согласуется с известными экспериментальными данными [12]. Постулированная в работе потенциальность течения не позволяет проследить закономерность возникновения и роста вихревых зон. Возможно, что между явлениями волнообразования и вихреобразования существует обратная связь.

В рамках рассмотренной теории не удается рассчитать амплитуду волн и установить критические режимы волнообразования. Решение этих вопросов, связанных с устойчивостью волнового течения, может быть получено при рассмотрении баланса энергии с учетом ее вязкой диссипации. Отметим также, что развитая выше точка зрения на процесс волнообразования не единственна [2—7].

Поступила в редакцию
2/VIII 1977,
после доработки — 31/X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Allen, J. Mapes, W. Wilson. J. Appl. Phys., 1954, **25**, 5.
2. G. Abrahamson. J. Appl. Mech., 1961, **28**, 4.
3. E. Schmidtmann, W. Koch, H. Schenk. Arch. Eisenhüttenwesen, 1965, **36**, 9.
4. A. Bahrani, T. Black, B. Grossland. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1967, **296**, 1445.
5. J. Hunt. Philos. Mag., 1968, **17**, 148.
6. С. К. Годунов, А. А. Дерибас, Н. С. Козин. ПМТФ, 1971, 3.
7. С. К. Годунов, Н. Н. Сергеев-Альбов. ПМТФ, 1977, 4.
8. Ю. А. Гордополов, А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, **13**, 2.
9. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1973.
10. Р. В. Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. М., «Наука», 1971.
11. Б. А. Шуляк. Физика волн на поверхности сыпучей среды и жидкости. М., «Наука», 1971.
12. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
13. А. А. Дерибас, В. И. Мали, М. В. Рубцов. Сборник докладов III Международного симпозиума по обработке металлов взрывом. Т. 1. Марианске Лазне, ЧССР, 1976.
14. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., «Наука», 1973.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
16. G. Stokes. Trans. Cambridge Philos. Soc., 1947, **8**.
17. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1968, **4**, 1.
18. С. К. Годунов, А. А. Дерибас и др. ФГВ, 1971, **7**, 1.
19. Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1976, **12**, 4.

ИНИЦИИРОВАНИЕ АЗИДА СВИНЦА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е. И. Александров, А. Г. Вознюк

(Томск)

Имеющиеся экспериментальные данные о чувствительности инициирующих ВВ к действию лазерного излучения [1—6] крайне отрывочны и явно недостаточны для интерпретации механизма инициирования взрыва. Более того, методические особенности работ, и в первую очередь связанные с использованием для возбуждения взрыва фокусированного излучения, затрудняют сопоставление результатов, полученных разными авторами.

В предлагаемой работе с целью выяснения характера физического процесса, лежащего в основе инициирования, исследована устойчивость