

## ВОЛНООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СИММЕТРИЧНОМ СОУДАРЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

В. В. Пай, Я. Л. Лукьянов, Г. Е. Кузьмин, И. В. Яковлев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, pai@hydro.nsc.ru

Соударение металлических пластин рассматривается в рамках модели вязкой несжимаемой жидкости. Начало процесса волнообразования эквивалентно при этом начальному этапу возникновения неустойчивости стационарного течения по сценарию Л. Д. Ландау. С целью установления соответствия модели реальному процессу проведена серия экспериментов по симметричному соударению пластин из алюминиевого сплава при одинаковых углах соударения и различных скоростях точки контакта. Показано, что при больших значениях числа Рейнольдса  $Re$ , а следовательно, при больших скоростях точки контакта возбуждение волнообразования имеет мягкий характер, при меньших значениях  $Re$  существует область метастабильности, где режим возбуждения жесткий, а при еще меньших значениях  $Re$  никакое воздействие не приводит к волнообразованию, как это и следует из теории. Таким образом, установлено соответствие модели Ландау появления неустойчивости стационарного течения жидкости процессу возникновения волнообразования при соударении металлических пластин под углом.

Ключевые слова: симметричное соударение, волнообразование, сварка взрывом, турбулентность, число Рейнольдса.

Изучению процесса волнообразования при сварке металлов взрывом посвящены десятки работ, краткий перечень которых можно найти в [1]. К настоящему времени предложено не менее пятнадцати разных моделей процесса. Различие механизмов, объясняющих это явление, велико. Так, например, в ряде моделей среда рассматривается как жидкость либо идеальная, либо обладающая некоторыми реальными физическими свойствами, такими как вязкость, поверхностное натяжение, сжимаемость. В других моделях учитываются упругие и прочностные свойства среды. Основным критерием достоверности той или иной модели их авторы считали хорошее согласие теоретически предсказанной зависимости размеров волн от угла соударения с экспериментально определенной. Для сравнения с предсказаниями теории использовалась эмпирические соотношения

$$\lambda = A\delta \sin^2(\varphi/2), \quad a/\lambda \approx 0.25 \quad (1)$$

(где  $\lambda$  — длина волны,  $a$  — ее амплитуда,  $\delta$  — толщина соударяющихся пластин,  $\varphi$  — угол соударения) с коэффициентом  $A = 16 \div 26$ , полученным из экспериментов различных авто-

ров [2–4]. Оказалось, что при надлежащем подборе величин предела текучести, коэффициентов вязкости, поверхностного натяжения, упругости и т. п. все предложенные модели дают хорошее согласие по размерам волн с формулой (1).

Анализ опубликованных работ, посвященных волнообразованию, чрезвычайно затруднен ввиду того, что авторы использовали в экспериментах образцы различной формы из разных материалов и различные схемы соударения. Ввиду огромного объема опубликованных экспериментальных данных о характерных особенностях волнообразования (а также еще большего объема сведений, неопубликованных, но известных специалистам в области сварки взрывом), представляется невозможным обсуждать в одной статье все известные явления, сопутствующие этому процессу. Заметим только, что сварка взрывом возможна и без образования волн, а волнообразование не всегда сопровождается появлением соединения между соударяющимися образцами. Очевидно, что процесс волнообразования следует изучать как самостоятельное явление, не связанное со сваркой взрывом.

Не ставя себе задачей предсказать размеры волн, остановимся на объяснении важнейших качественных явлений при волнообразовании. С этой целью рассмотрим одну серию

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-01-00398) и фонда Президента РФ (НШ-8583.2006.1).

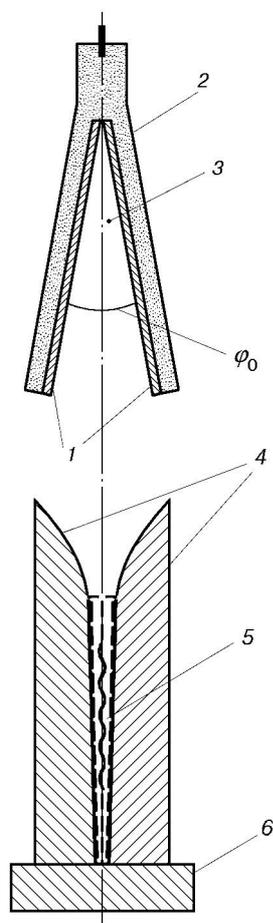


Рис. 1. Схема эксперимента с симметричным соударением пластин:

1 — соударяющиеся пластины, 2 — заряд ВВ, 3 — препятствие, вызывающее возмущение, 4 — боковые элементы контейнера-ловушки, 5 — пластины после соударения в ловушке, 6 — основание контейнера

экспериментов, проведенную в наиболее простой постановке, по результатам которой могут быть ясно изложены основные идеи предлагаемого механизма волнообразования. Будем изучать симметричное соударение двух одинаковых пластин из алюминиевого сплава АМц под углом  $\varphi$  со скоростью точки контакта  $v_c$ . Схема эксперимента изображена на рис. 1.

Подобные схемы хорошо известны и широко используются в исследованиях течений, возникающих при высокоскоростных соударениях металлических пластин. Мы стремились к тому, чтобы исходные параметры экспериментальных конфигураций и реализованные в опытах режимы соударения не выходили за пределы обычно встречающихся в подобных работах.

Размеры пластин в наших опытах составляли  $150 \times 65 \times 4$  мм. На рис. 1 размеры элементов экспериментальной сборки приведены с соблюдением пропорций относительно длины пластины.

По схеме рис. 1 был проведен ряд экспериментов с неизменным углом соударения  $\varphi = 45 \pm 1^\circ$ , но изменяющейся от опыта к опыту скоростью точки контакта  $v_c$ . Варьирование значения  $v_c$  при постоянном  $\varphi$  обеспечивалось применением взрывчатых веществ разного состава (гексоген, аммонит 6ЖВ, смеси аммонита 6ЖВ с аммиачной селитрой) и выбором начального угла установки пластин  $\varphi_0$ . Для каждого типа взрывчатого вещества необходимый начальный угол  $\varphi_0$  подбирался в серии предварительных экспериментов; параметры соударения измерялись реостатным методом [5].

В некоторых опытах в изначально симметричное течение с помощью препятствия в виде медной проволоки диаметром  $1.4 \div 2.5$  мм (см. рис. 1), натянутой в зазоре между пластинами параллельно их поверхностям на расстоянии 2.5 мм от оси, вносилось возмущение, нарушающее симметрию течения. Размер препятствия и расстояние от оси были выбраны так, чтобы возмущение вносилось во втекающую струю-пластину, а не в кумулятивную струю, которая возникала в результате соударения, хотя для целей данной работы это не имеет значения. В экспериментах исследовалось влияние возмущения на первоначально симметричные течения, которые отличались одно от другого только скоростями точки контакта (и, как следствие, значениями числа Рейнольдса). Мы не делали попыток вычислить или оценить число Рейнольдса, а использовали лишь тот известный факт, что при прочих равных условиях вместе с ростом скорости соударения скорость деформации увеличивается, вязкость не возрастает и число Рейнольдса растет.

Для того чтобы сохранить образцы после соударения, под пластинами устанавливали контейнер-ловушку из стали Ст. 3, состоящий из двух боковых элементов и основания (см. рис. 1). Соединившиеся пластины, двигаясь вдоль биссектрисы угла  $\varphi$ , попадали в клиновидную полость, образованную боковыми элементами контейнера и основанием. После сохранения образца в ловушке характер границы соединения (безволновой или волнообразной, возрастающие или затухающие волны) не изменялся. Естественно, характеристи-

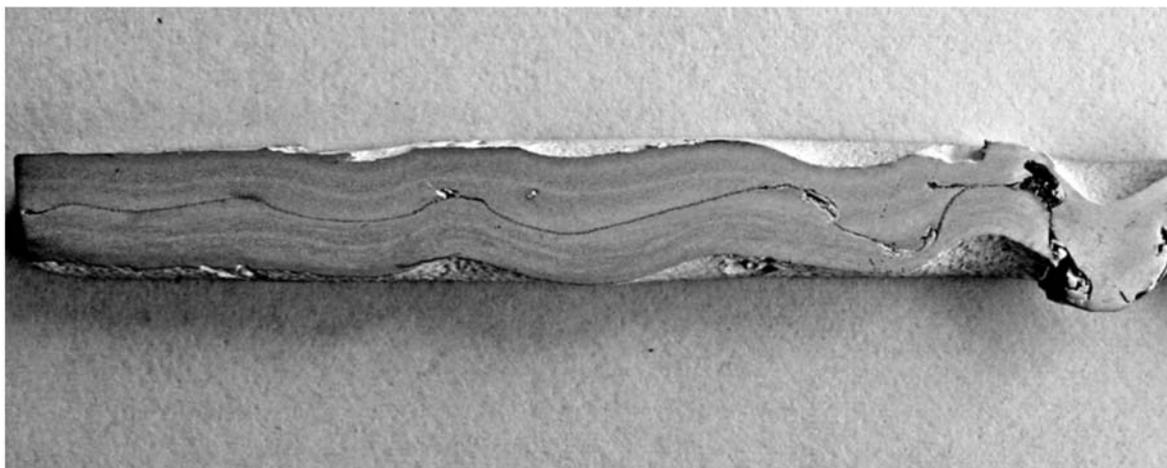


Рис. 2. Макрошлиф зоны соударения пластин в условиях мягкого режима возбуждения неустойчивости

Номер эксперимента	$v_c$ , км/с	Препятствие	Характер течения
1	$3.20 \pm 0.03$	Отсутствует	Волновой
2	$1.32 \pm 0.03$	—//—	Безволновой
3	$1.32 \pm 0.03$	Имеется	Волновой
4	$0.90 \pm 0.03$	Отсутствует	Безволновой
5	$0.90 \pm 0.03$	Имеется	—//—

ки волн, такие как длина и амплитуда, искажались, но, как отмечено выше, эти характеристики не являются предметом настоящего исследования. Для определения характера течения образец разрезался вдоль пластин на две одинаковые части и путем обработки поверхности разреза изготавливался макрошлиф зоны соударения. Режимы соударения и результаты экспериментов приведены в таблице.

Покажем, что переход от безволнового течения к волновому может быть описан в рамках модели несжимаемой вязкой жидкости, а именно, зарождение волнообразования есть проявление неустойчивости стационарного течения жидкости при определенных значениях числа Рейнольдса  $Re$  и описывается в терминах теории Ландау [6, 7] развития такой неустойчивости.

Как следует из работ [6, 7], при небольшом превышении критического числа Рейнольдса ( $Re > Re_{cr}$ ) ламинарное течение, существовавшее при  $Re < Re_{cr}$ , становится неустойчивым

и появляется периодически изменяющаяся добавка к скорости течения вида

$$v = A(t)f(x, y, z),$$

где в течение короткого промежутка времени  $A(t) = \text{const} \cdot \exp(\gamma t) \cdot \exp(-i\omega t)$ . Здесь  $\gamma$ ,  $\omega$  — составляющие комплексной частоты.

С ростом амплитуды (но она все еще остается малой) справедливо дифференциальное уравнение для  $|A|^2$ , осредненного по промежутку времени  $\tau$  такому, что  $1/\gamma \ll \tau \ll 2\pi/\omega$ :

$$\frac{d|A|^2}{dt} = 2\gamma|A|^2 + \alpha|A|^4 + \beta|A|^6 + \dots, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — постоянная Ландау;  $\gamma = C(Re - Re_{cr})$ ,  $C > 0$ ;  $\beta$  — коэффициент. Тогда при  $\gamma > 0$  реализуется неустойчивость с мягким режимом возбуждения, т. е. любое, сколь угодно малое возмущение растет с течением времени. Именно этот случай имеет место в опыте № 1 (см. таблицу). Волнообразование возникает при самом тщательном соблюдении симметрии соударения. При этом  $v_c > v_{cr}$ , где  $v_{cr}$  — критическая скорость, а следовательно,  $Re > Re_{cr}$ . На границе раздела пластин после соударения (рис. 2) виден переход от гладкого течения к волнообразному с растущей амплитудой. Наиболее близки к такому пониманию механизма волнообразования авторы работы [8]. Однако, как будет показано ниже, полный сценарий образования волн существенно более сложен.

Ограничившись, как в [7], только первыми тремя членами разложения в уравнении (2)

и приравняв правую часть нулю, можно определить установившуюся амплитуду колебаний скорости.

Для дальнейшего анализа необходимо определить знак постоянной  $\alpha$ . Покажем, что в наших экспериментах реализуется случай  $\alpha > 0$ . Действительно, при  $\alpha > 0$ , как это указано в [6, 7], должна существовать область  $Re_{cr}^* < Re < Re_{cr}$ , где  $Re_{cr}^*$  — второе критическое число Рейнольдса, а следовательно, и  $v_{cr}^* < v_c < v_{cr}$  ( $v_{cr}^*$  — скорость, соответствующая  $Re_{cr}^*$ ), где режим возбуждения является жестким, а гладкое течение — метастабильным. Это означает, что при превышении амплитудой некоторого порогового значения правая часть уравнения (2) становится положительной и начавшиеся колебания не затухают.

Величина порогового начального возмущения зависит от близости числа Рейнольдса к тому или иному критическому значению. Если  $Re$  близко к  $Re_{cr}$ , то для проявления неустойчивости и развития волн достаточно относительно слабого начального возмущения, а если  $Re$  близко к  $Re_{cr}^*$ , то для возникновения волн возмущение должно быть достаточно большим. Вышесказанное хорошо иллюстрирует рис. 3, где показана зависимость квадрата амплитуды установившихся колебаний от числа Рейнольдса в соответствии с [7]. Если при заданном числе Рейнольдса амплитуда возмущения окажется больше значения на ветви неустойчивого решения (штриховая линия), то амплитуда колебаний резко возрастет до значения на ветви устойчивого решения (сплошная линия), в противном случае начальное возмущение угаснет. Впервые на важность характера возбуждения процесса волнообразования при сварке взрывом указано в работе [3], авторы которой пришли к выводу, что волнообразование является автоколебательным процессом с жестким возбуждением, что, как это видно из вышеизложенного, справедливо лишь в интервале значений числа Рейнольдса  $Re_{cr}^* < Re < Re_{cr}$ .

Рассмотрим эксперименты № 2, 3 (см. таблицу). В этих экспериментах  $v_{cr}^* < v_c < v_{cr}$ . Различие между ними заключается лишь в том, что в опыте № 3 между пластинами устанавливалось препятствие (3 на рис. 1), нарушающее симметрию соударения. Как видно на рис. 4, сразу за препятствием начинается незатухающее волнообразование, в то время как в опыте № 2 течение имеет ламинарный характер.

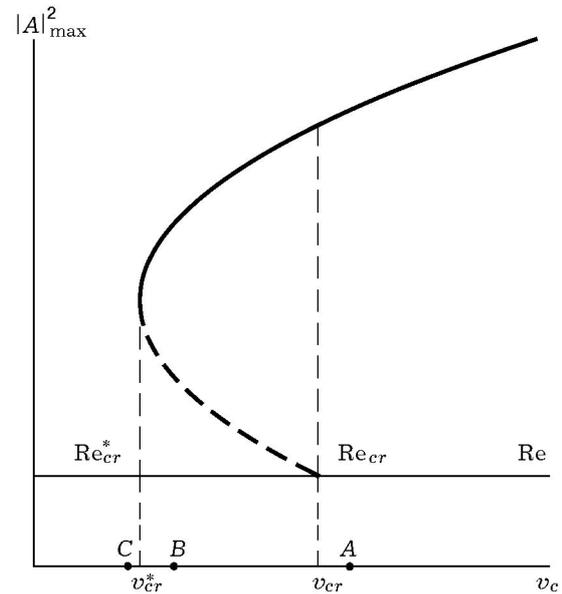


Рис. 3. Качественная форма зависимости  $|A|_{\max}^2$  от числа Рейнольдса  $Re$  и соответствующих значений скорости точки контакта  $v_c$ :

сплошная линия — ветвь устойчивого решения, штриховая — ветвь неустойчивого решения

Уменьшив еще значение числа Рейнольдса (опыты № 4 и 5 в таблице), наблюдаем в опыте № 4 безволновое течение, а в опыте № 5, как видно на рис. 5, сразу за препятствием начальное возмущение затухает, как это и следует из теории при  $Re < Re_{cr}^*$ . В опыте № 5 устанавливались препятствия разных размеров, однако результат оставался неизменным. На рис. 3 точками A, B, C обозначены соответственно экспериментальные режимы опытов № 1, 3, 5 из таблицы.

Значения  $Re_{cr}$ ,  $Re_{cr}^*$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  зависят от угла соударения и могут быть определены экспериментальным путем. Заметим еще, что в рассмотренном приближении  $\beta < 0$  и выражение для установившейся амплитуды колебания записывается в виде

$$|A|^2 = -\frac{\alpha}{2\beta} + \sqrt{\frac{\alpha^2}{4\beta^2} - \frac{2\gamma}{\beta}},$$

откуда следует слабая зависимость амплитуды волн от скорости точки контакта  $v_c$ , когда  $v_c \approx v_{cr}$ , поскольку при этом  $\gamma \approx 0$ , что вполне соответствует экспериментальным данным работы [2] и эмпирической формуле (1), где подобная зависимость попросту игнорируется. Дальнейшее развитие процесса волнообразования при увеличении скорости точки контакта, согласно

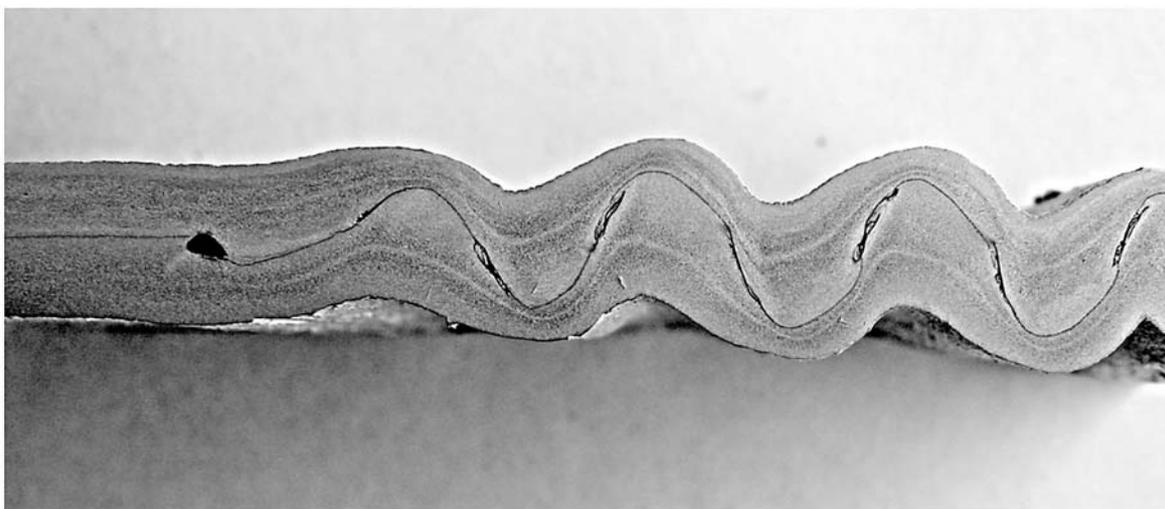


Рис. 4. Макрошлиф зоны соударения пластин в условиях жесткого режима возбуждения неустойчивости

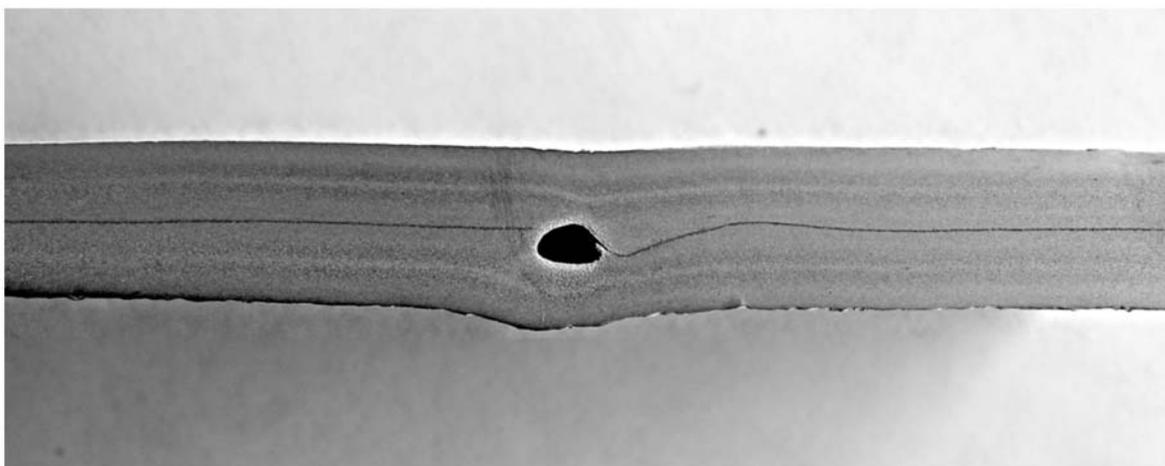


Рис. 5. Макрошлиф зоны соударения пластин при малых числах Рейнольдса ( $Re < Re_{cr}^*$ ) с затуханием начального возмущения

теории, должно приводить к усложнению формы границы соударения от близкой синусоидальной к сильно искаженной вихревыми зонами, так как, помимо колебаний с частотой  $\omega$ , с ростом числа Рейнольдса появляются колебания и с другими частотами, что находится в полном соответствии с экспериментальными данными.

Существенно, что сценарий развития неустойчивости по Ландау [6, 7], вообще говоря, не зависит от геометрии течения. Поэтому все вышеописанное в равной мере от-

носится к несимметричным соударениям пластин, а также и к осесимметрическим течениям, в частности к струйному течению при взрывном обжатии металлической конической воронки. С увеличением угла раствора конуса, но при сохранении скорости метания оболочки скорость точки контакта, а следовательно, и число Рейнольдса уменьшаются и течение металла становится ламинарным. При уменьшении угла, начиная с его определенного значения, при котором  $Re = Re_{cr}^*$ , течение становится метастабильным, все более чувствитель-

ным к неоднородностям взрывчатого вещества и металла, чистоте поверхности конуса. Наконец, при углах меньше критического, когда реализуется условие  $Re > Re_{cr}$ , неустойчивость развивается при сколь угодно тщательном соблюдении изначальной симметрии течения. Разумеется, все приведенные рассуждения имеют смысл лишь при условии, что течение в системе отсчета точки контакта остается дозвуковым, в противном случае сжимаемость материала станет существенной и выводы, сделанные выше, потеряют силу.

Основным результатом данной работы является экспериментальное подтверждение применимости модели Ландау появления неустойчивости течения вязкой жидкости к описанию процесса волнообразования при высокоскоростном симметричном соударении металлических пластин. Важным следствием работы является то, что аналогично могут быть описаны и зарождение волнообразования при несимметричном соударении, и неустойчивость струйного течения металла при высокоскоростном обжати конических оболочек.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Волнообразование** при косых соударениях / Сост., пер. и ред. И. В. Яковлев, Г. Е. Кузьмин, В. В. Пай. Новосибирск: Изд-во Ин-та дискретной математики и информатики, 2000.
2. **Дерибас А. А., Кудинов В. М., Матвеев Ф. И., Симонов В. А.** О моделировании процесса волнообразования при сварке взрывом // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 1. С. 100–107.
3. **Годунов С. К., Дерибас А. А., Козин Н. С.** Волнообразование при сварке взрывом // ПМТФ. 1971. № 3. С. 63–72.
4. **Гордополов Ю. А., Дремин А. Н., Михайлов А. Н.** Экспериментальное определение зависимости длины волны от угла соударения в процессе сварки металлов взрывом // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 4. С. 601–605.
5. **Кузьмин Г. Е., Пай В. В., Яковлев И. В.** Экспериментально-аналитические методы в задачах динамического нагружения материалов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2002.
6. **Ландау Л. Д.** К проблеме турбулентности // Докл. АН СССР. 1944. Т. 44, № 8. С. 339–342.
7. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
8. **Cowan G. R., Bergmann O. R., Holtzman A. H.** Mechanism of bond zone wave formation in explosion-clad metals // Metallurg. Trans. 1971. V. 2, N 11. P. 3145–3155.

*Поступила в редакцию 26/VII 2005 г.,  
в окончательном варианте — 14/III 2006 г.*