

**О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ
ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ**

А. А. Дерибас,
В. М. Кудинов, Ф. И. Матвеевков, В. А. Симонов
(Новосибирск)

В работе [1] были приведены результаты экспериментального исследования зависимости размеров волн, образующихся в процессе соударения двух пластин, от начальных параметров соударения. Однако этих данных оказалось недостаточно для установления однозначной связи размеров волн с основными параметрами соударения, так как в каждой отдельной серии опытов изменялось одновременно не менее двух из них.

Для решения поставленной задачи в настоящей работе предлагается дополнительно воспользоваться методами теории размерности.

Будем анализировать соударения пластин по схеме, изображенной на рис. 1, а в качестве параметра, характеризующего размеры волн, выберем длину волны λ .

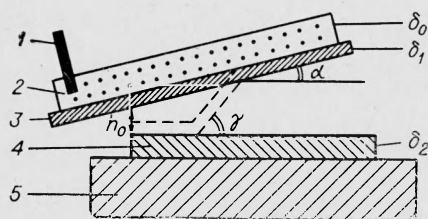


Рис. 1. Схема сварки взрывом.
1 — детонатор; 2 — заряд ВВ; 3 — метаемая пластина; 4 — неподвижная пластина; 5 — жесткое основание.

Запишем сначала в общем виде параметры соударения двух металлических пластин, от которых может зависеть величина волн. Предположим, что λ есть функция независимых параметров $v_0, v_k, \gamma, \delta_1, \delta_2, \rho_1, \rho_2, \sigma_1, \sigma_2$. Здесь v_0 — скорость пластины; v_k — скорость точки контакта; γ — угол

соударения, δ_1 и δ_2 — толщина пластин; ρ_1 и ρ_2 — их плотность; σ_1 и σ_2 — параметры размерности давления, характеризующие какие-либо прочностные свойства соударяющихся металлов. Возможно так же, что в этот список нужно включить какие-либо теплофизические характеристики металлов, но ограничим число параметров для упрощения изложения.

В число определяющих параметров не включены начальные параметры схемы сварки: скорость детонации ВВ (D), начальный угол между пластинами (α) и параметр r , равный отношению массы ВВ к массе метаемой пластины той же площади. Это связано с тем, что при метании пластины вырабатываются величины v_0, v_k, γ , определяющие соударение. Они выражаются через D, α и r по формулам:

$$v_0 = 1,2 D \frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r - 1}}{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r + 1}}, \quad (1)$$

$$\gamma = \alpha + 2 \arcsin \frac{v_0}{2D}, \quad (2)$$

$$v_k = D \frac{\sin(\gamma - \alpha)}{\sin \gamma} = v_0 \frac{\cos \frac{\gamma - \alpha}{2}}{\sin \gamma}. \quad (3)$$

Обоснование этих выражений можно найти в работе [2]. Уместно отметить, что формула (1) справедлива только за пределами участка разгона пластины. Поэтому в дальнейшем будем подразумевать, что начальные расстояния между пластинами превышают некоторые критические значения, которые зависят от массы пластины и массы ВВ и определяются экспериментально. Таким образом, можно написать:

$$\lambda = f(v_{01}, v_k, \gamma, \delta_1, \delta_2, \rho_1, \rho_2, \sigma_1, \sigma_2). \quad (4)$$

Из этих параметров составляется семь независимых безразмерных комбинаций

$$\frac{\lambda}{\delta_1}, \frac{v_0}{v_k}, \frac{\delta_1}{\delta_2}, \gamma, \frac{\rho_1}{\rho_2}, \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \frac{\sigma_1}{\rho_1 v_k^2}.$$

Применяя π -теорему теории размерностей, получим

$$\lambda = \delta_1 \Phi \left(\frac{v_0}{v_k}, \gamma, \frac{\delta_1}{\delta_2}, \frac{\rho_1}{\rho_2}, \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \frac{\sigma_1}{\rho_1 v_k^2} \right). \quad (5)$$

Необходимо провести экспериментальное моделирование длины волны по каждому из аргументов функции Φ .

Моделирование λ по параметру γ . Проведем сначала моделирование в наиболее простом случае, когда обе пластины взяты из одного материала и метаема пластина много тоньше неподвижной, располагаемой на жестком основании.

Тогда $\rho_1/\rho_2=1$, $\sigma_1\sigma_2=1$, а при изменении толщины метаемой пластины δ_1 комбинация δ_1/δ_2 практически остается постоянной, так как по условию $\delta_1/\delta_2 \ll 1$. Поэтому достаточно рассмотреть

$$\lambda = \delta_1 \Phi_1 \left(\frac{v_0}{v_k}, \gamma, \frac{\sigma_1}{\rho_1 v_k^2} \right). \quad (6)$$

Для моделирования использовались результаты экспериментов, приведенных в работе [1]. Они свидетельствуют о сильном влиянии на длину волны начального угла (α) и параметра r , определяющего, согласно формулам (1) и (2), угол поворота метаемой пластины $\beta = \gamma - \alpha$.

Из формулы (3) следует, что

$$\frac{v_0}{v_k} = \frac{\sin \gamma}{\cos \frac{\gamma - \alpha}{2}} = \frac{\sin \gamma}{\cos \beta/2}.$$

В настоящих опытах параметры r и α изменялись в пределах $0 \leq \alpha \leq 25^\circ$; $0,2 \leq r \leq 1$. При этом $300 \text{ м/сек} \leq v_0 \leq 1500 \text{ м/сек}$; $1,5 \text{ км/сек} \leq v_k \leq 4,5 \text{ км/сек}$; $5^\circ \leq \gamma \leq 30^\circ$; $4^\circ \leq \beta \leq 12^\circ$. В указанном диапазоне $\cos \beta/2 \geq 0,993$ и можно полагать, что $v_0/v_k \approx \sin \gamma$.

В работе [1] были экспериментально установлены условия, при которых возможно образование волны. Первое из этих условий заключается в том, что соударение пластин должно быть достаточно сильным, т. е. максимальные давления в области соударения должны превышать определенные для каждой пары металлов значения

$$\frac{1}{2} \rho_1 v_k^2 \geq \frac{1}{2} \rho_1 v_k^{2*}.$$

По данным работы [1], критические значения v_k^* и p_k^* равны соответственно для пары Ст. 3+Ст. 3 — 1,9 км/сек, $150 \cdot 10^3$ атм, для пары М3+М3 — 0,9 км/сек, $35 \cdot 10^3$ атм и для Д16Т+Д16Т — 1,7 км/сек, $40 \cdot 10^3$ атм. Отметим, что эти критические давления существенно превышают динамические пределы прочности металлов на отрыв, которые были определены методом откола в работах [3, 4] и др. Для исследования

экспериментальной зависимости длины волны от угла соударения были поставлены специальные эксперименты. На макрошлифах соединений подсчитывалось число волн на заданном отрезке длины шлифа и вычислялась средняя длина из 10—15 измерений. В результате строилась экспериментальная зависимость отношения λ/δ_1 от γ . На рис. 2 нанесены результаты 50 различных опытов для трех пар металлов, заметно отличающихся своими свойствами. Все точки ложатся вблизи некоторой кривой. График этой функции $\Phi_2(\gamma)$ экстраполируется формулой

$$\frac{\lambda}{\delta_1} = 26 \sin^2 \frac{\gamma}{2}, \quad (7)$$

т. е.

$$\lambda = 26 \delta_1 \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (8)$$

Рассчитанная по формуле (8) кривая нанесена на рис. 2. Средняя величина разброса экспериментальных точек относительно кривой оказалась равной: 23% при $5^\circ \leq \gamma \leq 15^\circ$, а при $15^\circ \leq \gamma < 25^\circ$ $\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)_{\text{ср}} = 8\%$.

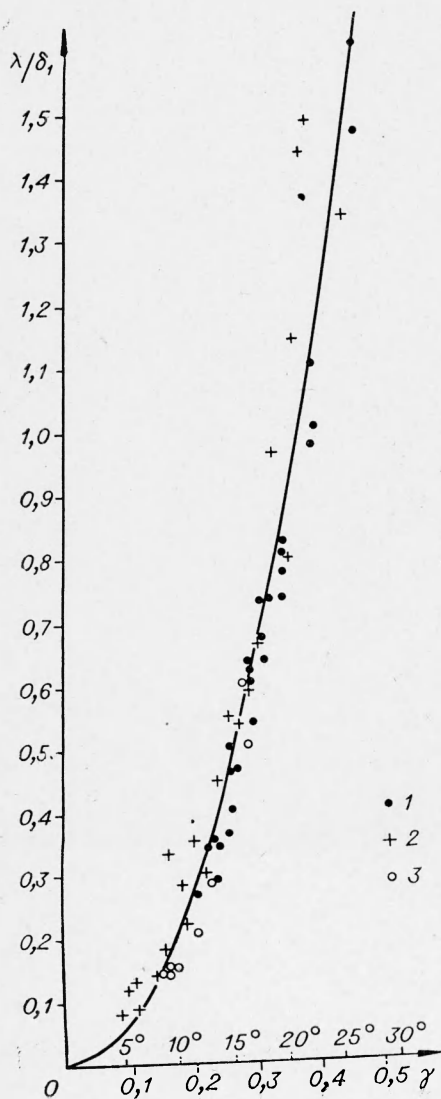


Рис. 2. Зависимость параметра λ/δ_1 от угла соударения.

1 — Ст. 3+Ст. 3; 2 — Cu+Cu; 3 — Д16+Д16.

Очевидно, средняя относительная ошибка в определении связана с относительной ошибкой определения известным соотношением

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = (\ln \lambda)' = 2 \frac{d\gamma}{\gamma}.$$

В работе [2] отмечалось, что при определении угла поворота метаемой пластины вблизи фронта детонационной волны по формуле $\beta = 2 \arcsin \frac{v_0}{2D}$ абсолютная ошибка может составлять величину $1-2^\circ$, когда $\beta \approx 10^\circ$. Следовательно, при $\alpha \leq 5^\circ$ и $5^\circ \leq \gamma < 15^\circ$ относительная ошибка может достигнуть $10-20\%$, а при $\alpha \approx 15^\circ$ и $\gamma = 20-25^\circ$ снижается до $5-10\%$. Соответственно, относительная ошибка в определении длины волны не должна превышать величины $20-40\%$ при $5^\circ \leq \gamma < 15^\circ$ и $10-20\%$ при $15^\circ \leq \gamma \leq 25^\circ$, что согласуется с разбросом экспериментальных точек рис. 2.

Моделирование λ по параметру δ_1/δ_2 . Для того чтобы проследить за влиянием на длину волн аргумента δ_1/δ_2 функции (5), необходимо в предыдущей схеме соударения убрать жесткое основание. Будем рассматривать соударения однородных металлов.

Как следует из изложенного выше, функция (5) приобретает в данном случае вид

$$\lambda = \delta_1 \psi \left(\gamma, \frac{\delta_1}{\delta_2} \right). \quad (9)$$

Рассмотрим положение пластин спустя некоторый промежуток времени от начала соударения. Вблизи точки контакта обе пластины изгибаются, так как скорость движения сваренных пластин U меньше скорости метаемой пластины v_0 . Обозначим угол поворота метаемой пластины в точке контакта γ_1 , а неподвижной — γ_2 . При этом $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$. Угол поворота неподвижной до соударения пластины зависит от скорости перемещения точки контакта и скорости этой пластины (U) после соударения. Для оценки величины и направления скорости можно воспользоваться следующими соображениями.

Процесс волнообразования в этих условиях, как и при жестком основании, обычно сопровождается сваркой пластин, т. е. соударение пластин имеет абсолютно неупругий характер. В этом случае нормальные составляющие скоростей обеих пластин относительно их границы раздела окажутся равными сразу же после соударения. Тогда из закона сохранения импульса имеем

$$U_n = \frac{\delta_1}{\delta_1 + \delta_2} v_{0n}. \quad (10)$$

Пусть также в первые моменты соударения, когда можно пренебрегать прочностными свойствами металлов и силами трения, длина и толщина пластин не изменяются. Это допущение позволяет определить направление скорости сваренных пластин. Рассмотрим движение пластин в системе координат,двигающейся вместе с точкой контакта (рис. 3). В данной системе отсчета происходит набегание (течение) материала нижней пластины на точку O со скоростью v_k . В точке O течение поворачивается по направлению OA . Точка A является местом встречи неподвижной пластины с конусом метаемой. При этом изменяется лишь направление скорости течения, ибо изменение ее величины привело бы к изменению длины пластины. Следовательно, $OA = OB = v_k \tau$, $\angle AOC = \angle COB$, $OC = U \cdot \tau$. Отсюда $\frac{OC}{OA} = 2 \sin \frac{\gamma_2}{2} = \frac{U}{v_k}$.

Из рис. 3 легко видеть, что $\angle OCK = \frac{\gamma_2}{2}$ и $\angle BDM = \gamma - \gamma_2 - \frac{\beta}{2} = \gamma_1 - \frac{\beta}{2}$, т. е.

$$U_n = U \cos \frac{\gamma_2}{2} \text{ и } v_{ок} = v_0 \cos \left(\gamma_1 - \frac{\beta}{2} \right). \quad (11)$$

Поэтому

$$2 \sin \frac{\gamma_2}{2} = \frac{U}{v_{ок}} = \frac{U_n}{v_{ок} \cos \frac{\gamma_2}{2}}.$$

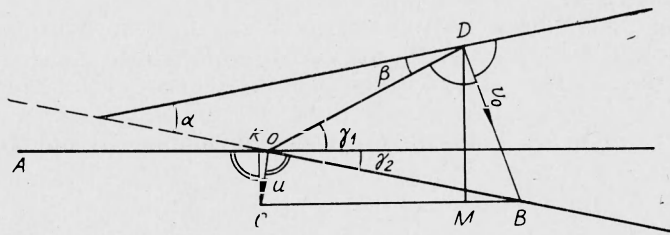


Рис. 3. Схематическое изображение соударения пластин без жесткого основания.

С учетом формул (3), (10) и (11) получаем далее

$$\sin \gamma_2 = \sin (\gamma - \gamma_1) = \frac{\delta_1}{\delta_1 + \delta_2} \sin \gamma \frac{\cos (\gamma_1 - \beta/2)}{\cos \beta/2}.$$

Решая это уравнение, найдем γ_1 :

$$\operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{1 + \delta_1/\delta_2 (1 + \operatorname{tg} \beta/2 \operatorname{tg} \gamma)}. \quad (12)$$

В исследуемом диапазоне параметров $\beta \leq 12^\circ$, $\gamma \leq 30^\circ$ произведение $\operatorname{tg} \gamma \operatorname{tg} \beta/2$ много меньше единицы. Таким образом,

$$\gamma_1 \approx \operatorname{arctg} \left(\frac{\delta_2}{\delta_1 + \delta_2} \operatorname{tg} \gamma \right); \quad \gamma_2 = \gamma - \gamma_1. \quad (13)$$

Выше рассматривалось соударение пластин в самом начале. В следующие промежутки времени давления в области соударения быстро уменьшаются и металл переходит из текучего в упругое состояние. Представляется, что в этот период соударения, при неравенстве тангенциальных составляющих скорости в различных точках поперечного сечения пластин, возникнут деформации сдвига. Эти деформации, скорее всего, скажутся только на форме волн и не изменят их длины, так как само образование волн происходит в начале соударения, когда давления максимальны. Следовательно, формулу (13) можно использовать для преобразования функции (9), представив комбинацию δ_1/δ_2 в виде функции от углов.

Из формулы (13) имеем

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \gamma_1} - 1 = \eta(\gamma, \gamma_1).$$

Теперь функцию (9) можно представить в виде

$$\lambda = \delta_1 \psi[\gamma, \eta(\gamma, \gamma_1)].$$

Так как $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, имеем

$$\lambda = \delta_1 \psi_1(\gamma_1, \gamma_2) \quad (14)$$

Сначала рассмотрим вид этой функции в двух предельных случаях. При стремлении к нулю комбинации δ_1/δ_2 угол поворота нижней пластины стремится также к нулю, а угол $\gamma_1 \rightarrow \gamma$. Как было показано выше, в этом случае

$$\lim_{\gamma_2 \rightarrow 0} \lambda = 26 \delta_1 \sin^2 \frac{\gamma_1}{2}. \quad (14a)$$

Аналогично, при $\delta_1/\delta_2 \rightarrow 0$ соответственно $\gamma_2 \rightarrow \gamma$, и $\gamma_1 \rightarrow 0$, а

$$\lim_{\gamma_1 = 0} \lambda = 26 \delta_2 \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (14b)$$

Для установления вида функции (14) во всей области изменения комбинации δ_1/δ_2 была проведена серия опытов, в которой изменялась только толщина нижней пластины от 0,5 до 12 мм. В опытах использовались медные пластины, толщина метаемой пластины δ_1 равнялась 2,5 мм, а $\gamma = 11^\circ$. Результаты измерения длин волн в этих опытах представлены на рис. 4. Здесь в расположении всех точек заметна некоторая закономерность. Аналитическое выражение, описывающее эту закономерность, искали путем подбора функции (14) с учетом известных выражений в двух предельных случаях (14a) и (14b). На рис. 4 изображена кривая, которая рассчитывалась по формуле

$$\lambda = 26 \left(\delta_1 \sin^2 \frac{\gamma_1}{2} + \delta_2 \sin^2 \frac{\gamma_2}{2} \right). \quad (15)$$

Легко видеть, что более точную аппроксимацию сплошной кривой можно получить изменением численного коэффициента в формуле (15).

Для дополнительной проверки найденного аналитического выражения функции (14) и более точного подбора численного значения постоянного коэффициента в формуле (15) было проведено еще шесть серий опытов. В двух сериях углы соударения медных пластин равнялись соответственно: $\alpha = 10^\circ, \gamma = 17^\circ$; $\alpha = 15^\circ, \gamma = 22^\circ$. В трех сериях производилось соударение пластин из стали Ст.3 при $\alpha = 5^\circ, \gamma = 15^\circ$; $\alpha = 10^\circ, \gamma = 17^\circ$ и $\alpha = 15^\circ, \gamma = 22^\circ$, а в последней серии — пластины из сплава Д16Т при $\alpha = 10^\circ, \gamma = 19^\circ$. Каждая серия составляла 5—6 опытов, отличающихся толщиной нижней пластины. После измерения дли-

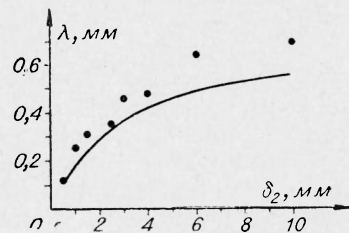


Рис. 4. Зависимость длины волны λ от толщины неподвижной пластины.

ны волн в каждом опыте по методике, описанной в работе [1], производился расчет величины

$$A = \frac{\lambda^*}{\delta_1 \sin^2 \frac{\gamma_1}{2} + \delta_2 \sin^2 \frac{\gamma_2}{2}}$$

Здесь λ^* — экспериментальное значение длины волны (рис. 5). Средний разброс коэффициента A в этих опытах составляет 15% относительно среднего его значения, равного 32, что соответствует приведенным выше оценкам точности определения длины волны.

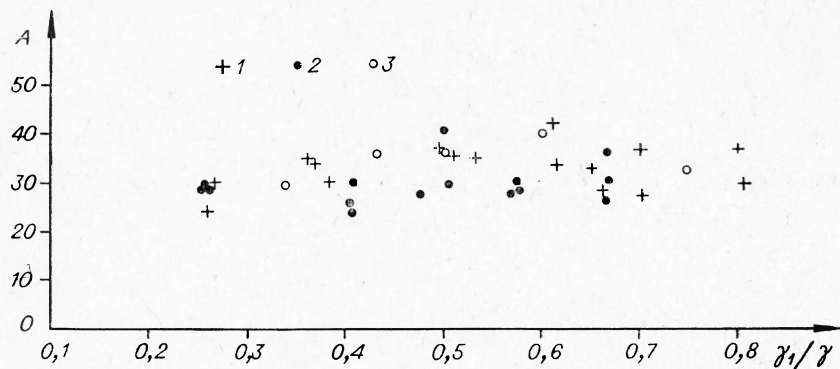


Рис. 5. Значение коэффициента A при различных соотношениях толщины соударяемых пластин и углах соударения.

1 — Cu+Cu; 2 — Ст. 3+Ст. 3; 3 — D16+D16.

Таким образом, в случае соударения изготовленных из одинаковых металлов пластин произвольной толщины длина волны определяется выражением

$$\lambda = 32 \left(\delta_1 \sin^2 \frac{\gamma_1}{2} + \delta_2 \sin^2 \frac{\gamma_2}{2} \right), \quad (16)$$

где $\gamma_2 = \gamma - \gamma_1$. Небольшое различие коэффициентов в формулах (8) и (16) можно, по-видимому, объяснить теми упрощениями, которые были допущены при определении угла поворота нижней пластины.

Исследование процесса волнообразования в случае соударения пластин из разнородных металлов представляет более сложную задачу, так как необходимо учитывать возможное влияние на размеры волн двух комбинаций параметров ρ_1/ρ_2 , σ_1/σ_2 . В настоящее время эти исследования еще не завершены. Из проведенных экспериментов представляет интерес отметить в данной работе результаты опытов по соударению пластин из меди и стали 1X18H10T по схеме рис. 1.

В этом частном случае прочностные свойства металлов существенно отличаются, а небольшим различием их плотностей можно пренебречь. Поэтому

$$\lambda = \delta_1 \Phi_2 \left(\gamma, \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right). \quad (17)$$

Для выяснения влияния на величину λ отношения σ_1/σ_2 были проделаны две серии опытов. В первой — медные пластины толщиной 3 мм металлись одинаковыми зарядами при различных начальных углах — 3; 6; 10°. Во второй серии, наоборот, на медные пластины металлись пластины из стали 1X18H10T. Высота зарядов и начальные углы были

те же, что и в первой серии опытов. Оказалось, что все экспериментальные точки достаточно точно ложатся на кривую (8).

Данный экспериментальный факт позволяет сделать предположение, что при определении длины волн, образующихся в случае достаточно сильного соударения пластины, можно пренебречь прочностными свойствами металлов.

В работе [1] приводятся экспериментальные данные, характеризующие изменение амплитуды волн в зависимости от параметров соударения. Анализ этих данных позволил установить, что при соударении одинаковых металлов амплитуды волн изменяются подобно их длинам, т. е. в первом приближении можно полагать отношение $q = \frac{a}{\lambda}$ постоянной величиной. Средние значения q для различных металлов оказались равными: для пары Ст. 3+Ст. 3 — 0,17; Cu+Cu — 0,25 и Д16Т+Д16Т — 0,2. Заметна также и небольшая разница в размерах области изменения: для пары Ст. 3+Ст. 3 — $0,10 \leq q \leq 0,25$, Cu+Cu — $0,15 \leq q \leq 0,35$ и для Д16Т+Д16Т — $0,14 \leq q \leq 0,25$. Поэтому грубую оценку амплитуды волн в случае соударения пластин из однородных металлов при $\delta_1/\delta_2 \ll 1$ можно делать по формуле

$$a = q \lambda = 5\delta_1 \sin^2 \frac{\gamma}{2}.$$

Хотя отмеченная разница в поведении трех пар металлов является весьма незначительной, само ее появление может свидетельствовать о некотором влиянии на процесс волнообразования прочностных свойств металлов. Это предположение подтверждается и опытами с разнородными металлами. Так, при соударении пластин из 1Х18Н10Т в аналогичных режимах форма волн изменяется от перемены пластин местами. В связи с этим возникает необходимость более детального исследования влияния прочностных свойств металлов на амплитуду и общую конфигурацию волн.

На основании изложенных выше исследований можно сделать предположение, что волнообразование, подобно процессу образования кумулятивных струй, по своей природе является гидродинамическим явлением. Вместе с тем необходимо учитывать, что в более поздних стадиях соударения при переходе металла в свое естественное состояние благодаря силам трения возможны дополнительные изменения формы волн.

Поступила в редакцию
9/II 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Кудинов, А. А. Дерибас, Ф. И. Матвеевков. ФГВ, 1967, 3, 4.
2. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1967, 3, 2.
3. Дж. Райнхарт. «Механика», Сб. переводов, № 3, 1953.
4. С. А. Новиков, И. И. Дивнов. Физика металлов и металловедение, 1966, 21, 4.