

случаев состоит в том, что для сохранения детонационного режима при дифракции ДВ необходимо, чтобы на ширине канала l укладывалось некоторое минимальное число ячеек n_* , т. е. $l/a > n_*$; при $n < n_*$ возможны срывы детонации, а при определенных условиях срывы не только детонации, но и даже горения.

Полученный материал позволяет определить многофронтную детонационную волну как волну, для которой геометрическое воздействие типа расширения не приводит к срыву процесса при любых углах дифракции α (область А на рис. 3). ДВ, для которой расширение при определенных условиях ($0 < \alpha < \alpha_*$) приводит к срыву, следует отнести к околопредельной детонации (область В).

ЛИТЕРАТУРА

1. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— М.: Наука, 1977.
2. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. ЖТФ, 1956, 26, 8.
3. Когарко С. М. Изв. АН СССР. ОХН, 1956, 4, 445.
4. Губин С. А., Когарко С. М., Михалкин В. Н. ФГВ, 1982, 18, 5.
5. Гвоздева Л. Г. ПМТФ, 1964, 5, 51.
6. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. и др. Ударные волны в реальных газах.— М.: Наука, 1968.
7. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
8. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Структура фронта детонации в газах.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
9. Edwards D. П., Thomas G. O., Nettleton M. A. J. Fluid Mech., 1979, 95, 1, 79.
10. Strehlow R. A., Salm R. J. Acta Astr., 1976, 3, 11—12, 983.
11. Lee J. H., Ramamurthi K. Comb. Flame, 1976, 27, 331.
12. Васильев А. А. Канд. дис.— Новосибирск, 1977.
13. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1979, 15, 6.
14. Васильев А. А., Григорьев В. В. ФГВ, 1980, 16, 5.
15. Lee J. H. Ann. Rev. Phys. Chem., 1984, 16.
16. Whitham G. B. J. Fluid Mech., 1957, 2, 2, 145.
17. Chisnell R. F. J. Fluid Mech., 1957, 2, 3, 286.
18. Skews B. W. J. Fluid Mech., 1967, 29, 2, 297.
19. Васильев А. А. ФГВ, 1982, 18, 2.
20. Васильев А. А. ФГВ, 1978, 14, 3.
21. Thibault P. e. a. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1982.
22. Lui Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Comb. Flame, 1984, 56, 215.

*Поступила в редакцию 18/III 1986,
после доработки — 27/I 1987*

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЖИМОВ ОБРАБОТКИ ВЗРЫВОМ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ

В. Г. Петушков

(Киев)

В последние годы сложилось новое направление в технологических приложениях энергии взрыва — обработка сварных соединений в целях улучшения качества, повышения надежности и долговечности металлоконструкций. Энергия взрыва с помощью накладных зарядов локально вводится в наиболее уязвимые места сварных изделий — зоны расположения швов, где обычно сосредоточены дефекты, геометрические концентраторы, сварочные остаточные напряжения (ОН), а свойства металла могут существенно измениться в результате термомодеформационного цикла сварки. Действующими факторами обработки взрывом выступают резкое снижение или благоприятное перераспределение ОН, создание новой системы ОН и упрочнение металла на значительную глубину, сопровождающееся насыщением его термодинамически устойчивыми дефектами кристаллического строения. Она открывает широкие возможности для улучшения служебных свойств сварных соединений и металлоконструкций в целом. Практикой доказано, что обработка взрывом позволяет зна-

чительно повысить сопротивляемость сварных соединений усталостным, хрупким и коррозионно-механическим разрушениям, статическую прочность, твердость, обеспечить размерную стабильность сварных соединений и т. п. Сведения о влиянии обработки взрывом на эксплуатационные характеристики сварных металлоконструкций и примерах ее практического использования в промышленности приведены в [1—3].

Характерная особенность обработки взрывом сварных соединений состоит в использовании накладных удлиненных зарядов ВВ компактного сечения [4], детонирующих вдоль своей длины, потому возбуждаемые ими в металле ударные волны (УВ) существенно неоднородны. Такие ситуации трудны для анализа. В данном случае, как и для многих других операций металлообработки взрывом, знания феноменологии производимых эффектов и практические приложения новой технологии намного превосходит успехи в понимании физической природы и аналитическом описании явления. Поэтому наиболее информативными и достоверными продолжают оставаться экспериментальные методы его исследования. Тем не менее при решении ряда конкретных прикладных задач удается ограничиться анализом упрощенных ситуаций, позволяющим выявить основные закономерности процесса и тем самым значительно уменьшить объем трудоемких экспериментов.

Такие подходы разработаны, в частности, для изучения основного действующего фактора обработки взрывом сварных соединений — эффективности снятия ОН в типичных соединениях осесимметричных оболочек и листовых сварных конструкций. В их основе лежит известное положение, согласно которому взрывное нагружение сварного соединения должно вызвать в металле изменения напряженно-деформированного состояния, противоположные возникшим при сварке. Задача, таким образом, сводится к установлению взаимосвязи между параметрами ВВ и величиной производимой им при детонации локальной пластической деформации обрабатываемого объекта, которая должна быть достаточной для компенсации термопластических («усадочных») эффектов сварки и в то же время не приводить к нарушению его целостности или геометрии. Анализ последующего взаимодействия вызванных взрывным нагружением и существовавших в металле ОН и деформаций, приводящих к установлению нового напряженного состояния в сварном изделии как целом, проводится с использованием хорошо разработанного аппарата [5, 6] и обычно не вызывает серьезных затруднений.

Рассмотрим в общих чертах особенности имеющихся подходов к анализу результатов взрывного воздействия на сварные соединения с точки зрения снятия остаточных напряжений.

Кольцевые сварные швы осесимметричных металлоконструкций. При расчете параметров обработки взрывом указанных соединений (рис. 1, а) допустимо не рассматривать ударно-волновую стадию нагружения металла и ограничиться анализом радиального движения стенки оболочки под действием взрывного импульса. Такой прием широко применяется, например при расчете на прочность взрывных камер [7]. Задача решается в упругой постановке для классической колебательной системы с одной степенью свободы [9], в результате чего можно найти максимальную окружную деформацию материала стенки по формуле $\epsilon = I_0 / \rho \delta c_0$, в которой ρ и δ — плотность материала и толщина стенки оболочки; $I_0 = \alpha \rho_0 \delta_0 \sqrt{2Q_0} \approx \beta \rho_0 \delta_0 D$ — переданный ей импульс взрыва; c_0 — «стержневая» скорость звука; D — скорость детонации; ρ_0 и δ_0 — плотность и толщина слоя ВВ; Q_0 — удельная теплота взрыва; α и β — коэффициенты отражения [7, 8]. При использовании для обработки шнуровых зарядов с погонной навеской ВВ q , навитых с шагом S на поверхности оболочки [9],

$$S = kq / \epsilon^* \delta, \quad (1)$$

где $k = \alpha \sqrt{2Q_0} / \rho q c_0$ — постоянная, характеризующая особенности ВВ и материала оболочки; ϵ^* — окружная деформация, необходимая для сня-

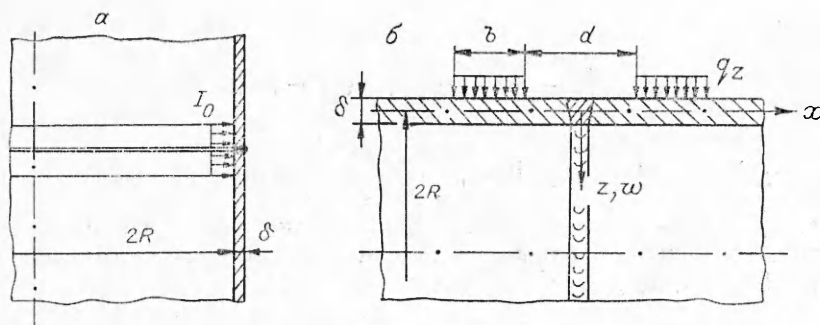


Рис. 1. Схема обработки взрывом кольцевых швов тонкостенной оболочки — вариант экспансирования (а) и трубы двумя наружными зарядами ВВ [10] (б).

тия ОН растяжения до заданного уровня [5]. Если размеры оболочки или какие-либо другие обстоятельства препятствуют размещению зарядов ВВ внутри оболочечной конструкции, снятие ОН в кольцевых швах может быть произведено двумя контактными зарядами, устанавливаемыми снаружи на некотором удалении от шва [10]. Величина каждого заряда приближенно рассчитывается по формуле (1).

Техника экспериментального определения ОН в трубах (рис. 1, б) сложна вообще, а тем более в связи с применением для их снятия обработки взрывом. В данном случае оказывается полезной расчетная методика [10], позволяющая выявить зависимость величины и особенностей распределения ОН в районе кольцевого шва трубы от интегрального значения взрывного импульса. Она основана на использовании математического аппарата решения температурных задач деформируемой среды, хорошо разработанного для исследования сварочных процессов [14], в данном случае с учетом объемных сил. Система дифференциальных уравнений дополняется аналитической зависимостью предела текучести от интенсивности скоростей деформации в виде степенной функции. Такая идеализированная, но вместе с тем существенно нелинейная задача решается численно с помощью ЭВМ путем последовательного прослеживания процесса развития упругопластических деформаций с использованием для линеаризации системы уравнений метода итераций. В результате удается прогнозировать в общих чертах характер влияния параметров силового импульса на степень снижения ОН, а также установить критерии моделирования зарядов для обработки труб различных типоразмеров. Вместе с тем искусственное приспособление данной методики, созданное для решения статических задач термоупругости, к исследованию динамических процессов оказывается зачастую неоправданным в сравнении с практической значимостью результатов расчета.

Более плодотворны расчетно-экспериментальные методы [12, 13]. Один из них разработан для определения ОН в кольцевых зонах труб, подвергнутых локальной обработке взрывом наружным накладным зарядом ВВ [12]. Экспериментально, путем простых измерений необходимо получить распределение остаточных упругопластических прогибов образующей трубы в ближней зоне обработки взрывом, схема которой дана на рис. 2. Аналитически задача решается в замкнутом виде с использованием соотношений теории тонкостенных оболочек также в неволновой постановке.

Уравнение для определения полного остаточного радиального перемещения цилиндрической оболочки, подвергнутой локальному осесимметричному нагружению, имеет вид

$$\frac{d^4 w}{d\alpha^4} + 4m^4 w = -4m^4 R \bar{\epsilon}_{\beta\beta}^p; \quad (2)$$

$$\bar{\epsilon}_{\beta\beta}^p = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{+\delta/2} \epsilon_{\beta\beta}^p dz; \quad m = \sqrt{\frac{R}{\delta} \sqrt{3(1-\nu^2)}}; \quad \alpha = \frac{x}{R}; \quad \alpha_0 = \frac{x_0}{R}$$

Функцией

$$\varepsilon_{\beta\beta}^p = \frac{\varepsilon_p^0}{\alpha_0^4} (\alpha_0^2 - \alpha^2) \Theta(\alpha_0 - |\alpha|),$$

где $\varepsilon_p^0 = \varepsilon_{\beta\beta}|_{\alpha=\alpha_0}$, $\Theta(\alpha_0 - |\alpha|) = \begin{cases} 1, & \alpha_0 > |\alpha|, \\ 0, & \alpha_0 < |\alpha|, \end{cases}$ априори вводится распределение $\varepsilon_{\beta\beta}^p$ вдоль оси x , которое является монотонным и симметричным относительно начала координат. Решение (2) строится отдельно для участков $|\alpha| \leq \alpha_0(w_1)$ и $|\alpha| > \alpha_0(w_2)$:

$$w_1 = V_1 \operatorname{ch} m\alpha \cos m\alpha + V_2 \sin m|\alpha| + w_1^*,$$

$$w_2 = e^{-m|\alpha|} (V_3 \cos m\alpha + V_4 \sin m|\alpha|)$$

($w_1^* = -\varepsilon_p^0 R / \alpha^4 \cdot [(\alpha^2 - \alpha_0^2) - \frac{6}{m^4}]$ — частное решение (2)). Задача сводится к отысканию четырех констант $V_1 - V_4$ из условий сшивания решений в точке $\alpha = \alpha_0$:

$$\left. \frac{d^n w_1}{d\alpha^n} \right|_{\alpha=\alpha_0} = \left. \frac{d^n w_2}{d\alpha^n} \right|_{\alpha=\alpha_0}, \quad n = 0 - 3,$$

которые при $n = 0$ и 1 вытекают из непрерывности функции w и ее производной в точке $\alpha = \alpha_0$, а при $n = 2$ и 3 — из непрерывности в ней перерезывающих сил и их моментов. В общем решении из полного прогиба оболочки выделяется его упругая составляющая $w_y = -3\varepsilon_p^0 R F_1(m, \alpha, \alpha_0)$, ответственная за образование ОН:

$$\sigma_{\beta\beta} = 3\varepsilon_p^0 E \left[F_1(m, \alpha, \alpha_0) + \frac{2\nu z}{(1-\nu^2)R} F_2(m, \alpha, \alpha_0) \right], \quad \sigma_{xx} = \frac{6\varepsilon_p^0 E z}{(1-\nu^2)R} F_2(m, \alpha, \alpha_0),$$

в том числе действующих на внутренней и наружной поверхностях оболочки при $z = \pm\delta/2$ соответственно. Функции F_1 и F_2 могут быть найдены аналитически [12]. Таким образом удается построить распределение вдоль оси трубы ОН, хорошо описывающее экспериментальные данные. Примечательно, что, используя такую геометрию взрывного нагружения, можно создавать распределение ОН, тождественное получаемому в результате наложения кольцевого сварного шва. Эта особенность обработки взрывом представляется весьма важной, если учесть значительную неоднородность распределения в направлении осей y и z и плохую воспроизводимость полей ОН, возникающих при сварке. Возможность имитации с помощью локальной обработки трубы взрывом сварочных ОН с обеспечением их высокой воспроизводимости и однородности распределения в объеме металла позволяет значительно уменьшить объем экспериментальных исследований при разработке средств борьбы с ними. Отметим также, что создание взрывной обработкой такого рода кольцевых зон с

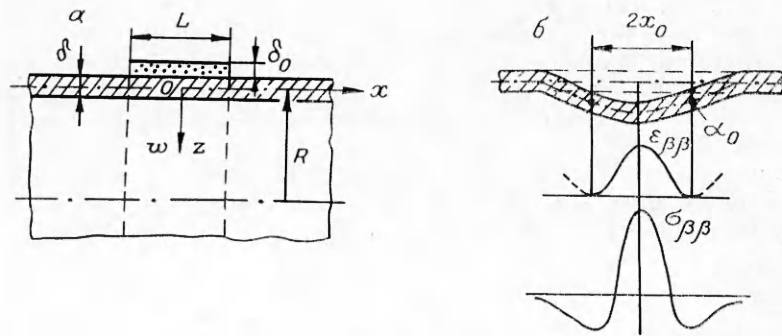


Рис. 2. Схема обработки взрывом трубы (а) и распределение в ней окружных пластических деформаций $\varepsilon_{\beta\beta}^0$ и остаточных напряжений $\sigma_{\beta\beta}$ (б) [12].

Рис. 3. Зависимости величины относительных ОН в сечениях $x = 0$ (сплошные линии) и $x = x_1$ (штриховые линии) от значений kx_1 и kx_2 [14].

ОН сжатия представляет самостоятельный интерес с точки зрения предупреждения протяженных разрушений трубопроводов [13].

Один из вариантов такой целевой обработки [14] может быть аналогичен рассмотренному (см. рис. 1, б). В заштрихованных зонах $x_1 < x < x_2$, показанных на рис. 3, с помощью взрыва создается окружная пластическая деформация укорочения $\epsilon_y^0 \approx \mu I_0 \frac{\tau_0}{R\sigma_p} - \frac{\sigma_T}{E}$, где τ_0 — приведенная длительность импульса взрыва I_0 , равная I_0/p^0 ; p^0 — среднее давление в импульсе; μ — подгоночный коэффициент. В результате в трубе возникает своеобразная разрывная система окружных ОН, причем в области $x_1 \leq x \leq x_2$ они являются сжимающими, а их распределение описывается выражением [14]

$$\sigma_{\beta\beta}^0 = \frac{E\epsilon_p^0}{2} \left[e^{-k(x-x_1)} \cos k(x-x_1) - e^{-k(x_1+x)} \cos k(x_1+x) + e^{-k(x_2+x)} \cos k(x_2+x) + e^{-k(x_2-x)} \cos k(x_2-x) \right]$$

($k = \sqrt[4]{3(1-\nu^2)/VR\delta}$; ν — коэффициент Пуассона). Подтверждая принципиальную возможность создания в трубах требуемой системы ОН, данная методика позволяет приближенно прогнозировать режимы и геометрию обработки труб с различными R и δ .

Сварные соединения листовых конструкций. В данном случае эффект снятия ОН обусловлен прежде всего изменениями физико-механического состояния обработанного взрывом металла, а потому при расчете параметров нагружения необходим анализ ударно-волновых явлений. Тем не менее предложенная в работе [15] эмпирическая феноменология может быть применена, как показывает опыт, для грубой оценки параметров зарядов ВВ с учетом конкретных схем обработки. Эффективность последних вводится в виде показателя p , характеризующего количество запасенной энергии ВВ, необходимое для заданного снижения ОН растяжения $\Delta\sigma'_{x1} = kQ_0/p$ (k — коэффициент, зависящий от прочности материала сварного соединения и его толщины). Экспериментальные значения p и k для некоторых вариантов обработки взрывом стыковых сварных соединений стали приведены в [16].

Процесс снятия ОН, в том числе обработкой взрывом, удобно рассматривать на примере плоской трехстержневой модели сварного соединения [17], в которой средний стержень имитирует шов и зону термического влияния (рис. 4).

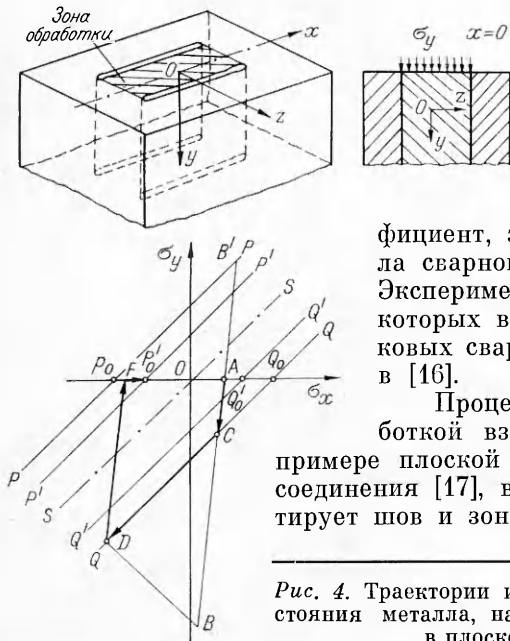
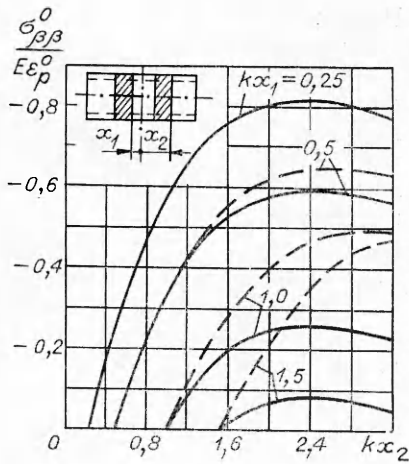


Рис. 4. Траектории изображающей точки напряженного состояния металла, нагруженного плоской ударной волной, в плоскости главных напряжений.



Плоская УВ вводится в систему через боковую поверхность среднего стержня в направлении нормали к ней, с которой совпадает ось y . Оси x и z лежат в плоскости трехстержневой модели, причем ось x направлена вдоль среднего стержня. Предполагается, что он выполнен из идеального упругопластичного материала и стеснен в направлении осей x и z , так что при ударно-волновом нагружении и разгрузке находится в условиях одноосной деформации, т. е. $\sigma_y \neq 0$, $\sigma_x = \sigma_z \neq 0$; $\varepsilon_y \neq 0$, $\varepsilon_x = \varepsilon_z = 0$, а исходные ОН в нем принимаются однородными и симметричными, т. е. $\sigma'_{x1} = \sigma'_{z1}$.

Основные черты процесса выявляются прослеживанием траектории изображающей точки напряженного состояния среднего стержня в плоскости главных напряжений σ_x , σ_y . Линии PP и QQ отвечают состоянию текучести металла в УВ, $P'P'$ и $Q'Q'$ — то же при статических скоростях деформации, SS — гидростатическая ось, отрезок $P_0Q'_0$ соответствует набору возможных напряженных состояний среднего стержня при $\sigma_y = 0$, т. е. до и после нагружения. Начальное состояние его отображается точкой A , обычно близкой к Q'_0 . Нагружение стержня УВ отображается перемещением точки A вдоль BB' (AB — сжатие) до точки C , в которой начинается пластическое сжатие металла, чему соответствует перемещение изображающей точки вдоль QQ . Если D характеризует амплитуду волны, то на отрезке CD повышается гидростатическое давление в металле без приращения величины касательных напряжений — происходит их релаксация. Упругая разгрузка идет вдоль DF до состояния промежуточного покоя F на отрезке $P_0Q'_0$, если $\sigma_x(F) > \sigma_x(P'_0) = \sigma_T$.

Состояние окончательного покоя F'_0 достигается в результате вторичной релаксации остаточных напряжений в стержне, возникших после прохождения УВ. Критическое давление УВ, создающей максимальные ОН, соответствующие точке P_0 , $\sigma_y^* = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} \sigma_d$, где σ_d — динамический предел текучести. В реальных условиях давления, возбуждаемые под зарядом, могут превышать критическое, так что в металле в ближней зоне взрыва образуется напряженно-деформированный след (НДС), состояние которого соответствует точке P_0 . К НДС прилегает металл, сжатый до состояний, отвечающих точкам на отрезке P_0O , а еще дальше сохраняется исходное напряженное состояние. После прохождения УВ равновесие стержней нарушается, вследствие чего в системе устанавливаются новые, резко отличающиеся от исходных ОН. Этот этап подробно анализируется в [5, 6].

Если обратиться к линеаризованной для области относительно малых давлений ударной адиабате (рис. 5, a), можно показать [18], что после прохождения по среднему стержню УВ с давлением $\sigma_y > \sigma_H = \frac{1-\nu}{1-2\nu} \sigma_d$, в нем сохранится остаточное укорочение ε_y^0 в направлении нагружения, а следовательно, остаточное давление $p^0 = \frac{2}{3} \sigma_x^0$. Они обусловлены релаксационными явлениями в металле, имевшими место на фронте УВ. Очевидно, что

$$\varepsilon_y^0 = \frac{2}{3} \frac{\sigma_x^0}{K} = \frac{4\mu(\sigma_y - \sigma_H)}{3K(\lambda + 2\mu)}, \quad \sigma_x^0 = \sigma_z^0 = \frac{2\mu(\sigma_y - \sigma_H)}{\lambda + 2\mu}, \quad (3)$$

где K — объемный модуль упругости; λ и μ — константы Ламе; σ_H — предел упругости Гюгонно. Давлению σ_y^* соответствует, как известно, максимальная амплитуда упругой волны разгрузки, равная $2\sigma_H$. Нагружение металла давлением $\sigma_y > \sigma_y^*$ для рассматриваемых целей нерационально, поскольку вызывает пластическую разгрузку (ветвь $r_y r_y$ на рис. 5, a), которая приводит к образованию тех же остаточных деформаций и давления, но сопряжено с опасностью нежелательного проявления тепловых эффектов. Поэтому диапазон эффективных давлений УВ составляет $\sigma_H < \sigma_y \leq 2\sigma_H$. Он может быть ограничен сверху, если учесть существова-

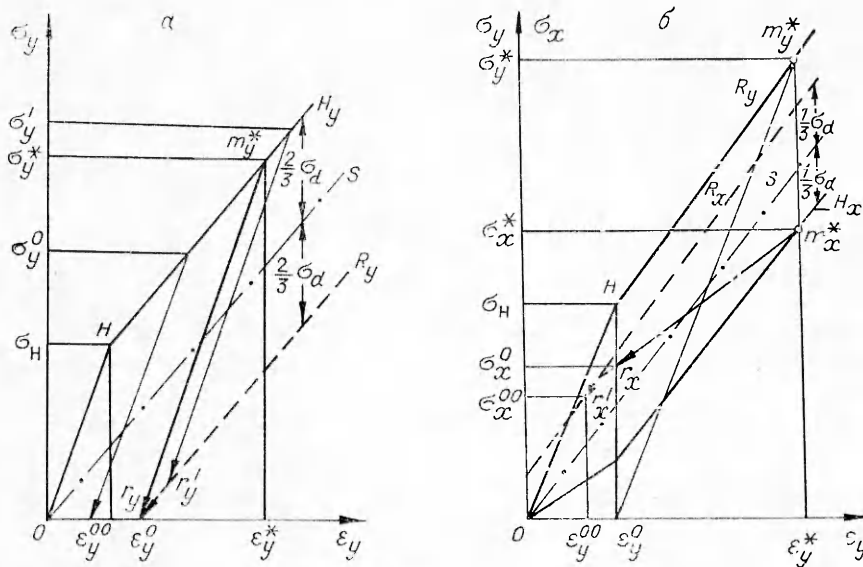


Рис. 5. Схемы нагружения трехстержневого имитатора сварного соединения и траектории разгрузки металла на адиабате Гюгонно в направлении нормали к плоскости фронта УВ (а) и в плоскости фронта УВ (б).

ние вторичной релаксации напряжений в НДС $\sigma_x^0 \rightarrow \sigma_x^{00} = \sigma_T$, отображающейся на рис. 5 дрейфом точки r_y к началу координат до $\epsilon_y^{00} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_T}{K}$.

На рис. 5, б показана траектория разгрузки на площадках, ортогональных по отношению к плоскости фронта УВ [18]. Видно, что уменьшение σ_x вследствие разгрузки заканчивается в точке r_x , в которой $\sigma_y = 0$, $\sigma_x^0 \neq 0$, $\epsilon_y = \epsilon_y^0$, а процесс вторичной релаксации напряжений в НДС до значения $\sigma_x^{00} = \sigma_T$ отображается ломаной $r_x r_x'$.

Поскольку релаксирующая часть напряжений в НДС равна $\Delta \sigma_x^0 = \alpha \sigma_T \left(2 - \frac{\sigma_y}{\sigma_H} \right)$, где $\alpha = \frac{\sigma_d(\epsilon)}{\sigma_T}$, окончательно

$$1 < \frac{\sigma_y}{\sigma_H} \leq \frac{\alpha + 1}{\alpha}. \quad (4)$$

Значения α можно найти в [19]. Например, для Ст. 3 $K = 1,52 \cdot 10^2$ ГПа, $\lambda = 10^2$ ГПа, $\mu = 78$ ГПа, $\sigma_H = 1,4$ ГПа, $\alpha = 4$ ($\epsilon \approx 10^3$ с⁻¹), а следовательно, $1,5 < \sigma_y \leq 2$ ГПа, $\epsilon_y^* = 1,47\%$ (см. рис. 5, а) $\epsilon_y^0 = 0,92\%$. В [6] показано, что наличие в стержне исходных ОН растяжения $\sigma'_{x1} = \sigma'_{z1}$ не сказывается на условии (4), но приводит к росту ϵ_y^0 и ϵ_y^* на $\sim 0,5\%$. Представляется возможным учесть при расчете и поправку, связанную с несимметрией исходных ОН ($\sigma'_{x1} \neq \sigma'_{z1}$), такая задача решена в [20]. Получаемые при этом оценки давления УВ, необходимого для достижения пластического состояния среднего стержня, отличаются от приведенных на $\sim 6\%$, чем допустимо пренебречь. Таким образом, для формирования НДС максимальной интенсивности давление на фронте плоской УВ должно на 25—50% превышать предел упругости Гюгонно, который для большинства конструкционных металлов составляет 1—2 ГПа.

Изложенные соображения могут быть перенесены и на случай нагружения стержня косою УВ с тем отличием, что траекторию изображающей точки следует рассматривать в трехмерном пространстве; вместо линий имеем цилиндрическую поверхность текучести, а вместо отрезка мгновенных состояний покоя $P_0 Q_0$ — площадь, ограниченную эллипсом текучести в плоскости $\sigma_y = 0$ (рис. 6). Если исходному состоянию

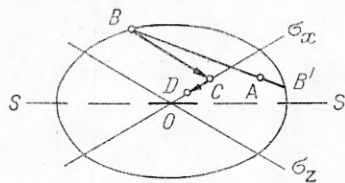


Рис. 6. Схема заключительного участка траектории изображающей точки напряженного состояния металла в случае несимметрии нагружения и исходных ОН.

$(\sigma'_{x1}, 0, \sigma'_{z1})$ соответствует точка А, то спустя время t_1 , равное длительности импульса нагружения, изображающая точка окажется в плоскости $\sigma_y = 0$ на отрезке BB' , проходящем через начальное состояние А. Наклон BB' соответствует случаю, когда детонационная волна распространяется вдоль оси x и $|\sigma'_{x1}| > |\sigma'_{z1}|$. Отрезок AB отвечает состояниям металла после прохождения волны сжатия. Точка В, аналогично точке p_0 , является точкой предельного промежуточного покоя, достигаемого, если амплитуда волны превышает критическую (оценка последней — порядка единиц гигапаскалей для низкоуглеродистых сталей — остается в силе).

Условия нагружения в большинстве реальных случаев таковы, что время уравнивания ОН в направлении нормали к оси шва проходит за время t_2 , которое может быть много больше t_1 , но зачастую меньше времени установления равновесия вдоль шва t_3 , причем по истечении t_2 поперечные ОН σ'_{z1} уменьшаются до нуля. Этому соответствует перемещение изображающей точки из В и С. Наконец, за время t_3 происходит уравнивание ОН вдоль оси шва; конечные ОН существенно уменьшаются по сравнению с $\sigma_x(C)$, но не обязательно до нуля, чему соответствует переход к некоторому состоянию окончательного покоя (точка D). Кроме того, в действительности приходится иметь дело с волнами, амплитуда которых вследствие геометрического или диссипативного затухания и других эффектов меняется от точки к точке, так что и состояния D, начиная с некоторого расстояния от заряда, также меняются от элемента к элементу и конечное состояние напряженного металла может быть найдено лишь численными методами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петушков В. Г., Кудинов В. М. Автомат. сварка, 1985, 7, 1.
2. Артемьев В. И., Пащин А. Н., Петушков В. Г. и др. Цветная металлургия, 1978, 5—6, 37.
3. Петушков В. Г., Касаткин С. Б. Автомат. сварка, 1980, 6, 11.
4. Zhao Shida, Chen Weibo, Shen Wenyu e. a. Proc. Internat. Symp. Intense dyn. loading and its effects, Beijing, China, 3—7 June 1986.— Beijing: Sci Press, 1986.
5. Петушков В. Г., Пащин А. Н. Автомат. сварка, 1975, 7, 19.
6. Петушков В. Г. Пробл. прочности, 1986, 10, 10.
7. Демчук А. Ф. ПМТФ, 1968, 5, 6.
8. Погорелов А. П., Глушак Б. Л., Новиков С. А. и др. ФГВ, 1977, 13, 5, 711.
9. Петушков В. Г., Кудинов В. М., Березина Н. В. и др. Автомат. сварка, 1975, 11, 9, 63.
10. Machnenko V. I. ZIS — Mitt., 1975, 17, 3, 257.
11. Махненко В. И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций.— Киев: Наук. думка, 1976.
12. Петушков В. Г., Войтенко В. В., Фадеев Ю. И. Автомат. сварка, 1986, 4, 5.
13. Зайцев К. И., Анучкин Н. П. Строительство трубопроводов, 1973, 7, 5.
14. Махненко В. И., Петушков В. Г., Егорова Л. А. и др. Автомат. сварка, 1980, 2, 9.
15. Петушков В. Г., Кудинов В. М., Березина Н. В. Там же, 1974, 3, 37.
16. Кудинов В. М., Труфяков В. И., Петушков В. Г. и др. Там же, 1976, 1, 46.
17. Петушков В. Г., Фадеев Ю. И. ФГВ, 1980, 16, 5, 64.
18. Петушков В. Г. Автомат. сварка, 1985, 4, 1.
19. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок.— Киев: Наук. думка, 1979.
20. Давыденко А. В., Петушков В. Г. ПМТФ, 1983, 2, 98.

Поступила в редакцию 23/X 1986