



ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ СВАРОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НОРМАЛЬНО ПАДАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В. Г. ПЕТУШКОВ, д-р техн. наук (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Рассмотрено взаимодействие нормально падающей ударной волны с полем имеющихся в металле внутренних напряжений. Показано, что при рациональных режимах нагружения конструкционных сталей эта поправка составляет около 5 % амплитуды волны. Поэтому в практических расчетах такую поправку можно не учитывать.

Ключевые слова: остаточное напряжение, обработка взрывом, снятие напряжений, ударная волна, динамический предел текучести, уругопластическая деформация

В настоящее время широкое распространение получил способ снятия остаточных напряжений в сварных соединениях с помощью обработки взрывом накладными полосовыми или шнуровыми зарядами взрывчатого вещества (ВВ). Практической и физической стороне этого явления посвящен ряд работ [1–4 и др.]. В частности, в работе [1] при изучении траектории движения точки, изображающей напряженно-деформированное состояние вещества в пространстве главных напряжений в процессе взрывного нагружения и разгрузки, рассматривался симметричный случай начальных напряжений $\sigma_{y0} = \sigma_{z0}$, $\sigma_{x0} = 0$. При этом плоскость фронта ударной волны располагается параллельно поверхности металла, оси σ_y и σ_z находятся в плоскости поверхности обрабатываемой пластины, а ось σ_x перпендикулярна к ней. Принято, что поведение металла соответствует модели уругопластической среды. В рассматриваемом случае при любых начальных напряжениях в пределах упругости прямая упругого напряжения выходит на поверхность текучести в точках, принадлежащих некоторой определенной прямой, проекцией которой на плоскость σ_x, σ_y есть прямая QQ , изображенная на рис. 1 (в случае волн растяжения это прямая PP). Отрезки $0D = 0E = 0F = 0G = \sigma_s$ (здесь σ_s — динамический предел текучести), отрезок $0S$ является проекцией гидростатической оси. В процессе дальнейшего нагружения изображающая точка движется вдоль прямой QQ .

В характерном случае для большинства типов сварных соединений $\sigma_{y0} \neq \sigma_{z0}$ траектория нагружения более сложная. Как изложено ниже, эти траектории в пластической области представляют собой семейство кривых, имеющих в качестве асимптоты при больших значениях σ_s прямые, проекции которых на плоскость σ_x, σ_y есть PP и QQ .

Целью данной работы является определение указанных траекторий, а на этой основе — границ области применимости схемы, приведенной на рис. 1, в случае несимметрии начальных напряжений. При этом следует отметить, что несмотря на существование физических теорий процесса взаимодействия ударных волн с напряженным металлом, основанных на более сложных моделях среды, в том числе с учетом неоднородности нагружения (см., например, [5, 6]), небезынтересно проанализировать, сколь значительной может быть поправка к расчетам, учитывающая несимметрию начальных остаточных напряжений. Исходными данными при использовании предлагаемой схемы рассмотрения являются существующие в сваренном металле остаточные напряжения σ_y и σ_z и значения напряжений σ_{xk} , вызванных внешним нагружением.

Если воспользоваться ассоциированным законом течения для материала, следующего критерию текучести Сен-Венана–Мизеса (случай идеальной пластичности), в виде [7, 8]

$$\frac{d\epsilon_{xp}}{S_x} = \frac{d\epsilon_{yp}}{S_y} = \frac{d\epsilon_{zp}}{S_z} = \frac{|d\epsilon_p|}{|S_i|}, \quad (1)$$

где ϵ_i — деформация; S_i — компоненты тензора напряжений, то можно получить систему уравнений:

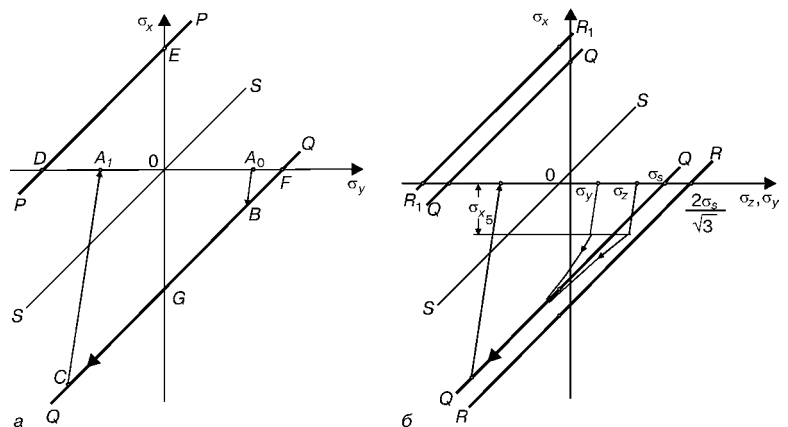


Рис. 1. Траектории изображающей точки в плоскости главных напряжений для случая «приближенной» (а) и «уточненной» (б) теории



$$\frac{4}{3}Gd\epsilon_x = \frac{dS_x}{1 - \left(\frac{3S_x}{2\sigma_s}\right)^2};$$

$$-\frac{2}{3}Gd\epsilon_x = \frac{dS_y}{1 - \frac{9S_x S_y}{2\sigma_s^2}} = \frac{dS_z}{1 - \frac{9S_x S_z}{2\sigma_s^2}} \quad (2)$$

(здесь G — девиаторная составляющая тензора напряжения), которая позволяет найти зависимость σ_x , σ_y и σ_z от параметра нагружения. На рис. 1, б на совмещенных координатных плоскостях σ_x , σ_y и σ_x , σ_z изображены возможные траектории нагружения в упругой и пластической областях, соответствующие решениям системы (2). Здесь область, ограниченная прямыми RR и R_1R_1 , — проекция цилиндра текучести, а прямая QQ — асимптота траекторий при $\sigma_x \rightarrow \infty$; σ_{x1} соответствует началу пластического течения. Процесс удобнее рассматривать в координатах σ_x , σ_m , где $\sigma_m = 1/2(\sigma_y + \sigma_z)$. Соответствующие траектории показаны на рис. 2, а.

Процесс нагружение описывается следующим образом.

1. Начальная точка принадлежит отрезку AD , $\sigma_{m0} = 1/2(\sigma_{y0} + \sigma_{z0})$. Одной начальной точке могут соответствовать различные значения $\Delta\sigma_0 = \sigma_{y0} + \sigma_{z0}$: $|\Delta\sigma| < 2/3\sqrt{\sigma_T^2 - \sigma_{m0}^2}$, $|\sigma_{m0}| < \sigma_T$, где σ_T — статический предел текучести. В расчетах приняли $\sigma_s = 3\sigma_T$.

2. Упругое нагружение возникает вдоль прямой

$$\sigma_x = \frac{1-v}{v}(\sigma_m - \sigma_{m0}) \text{ при } v = \frac{1}{3} \sigma_x = 2(\sigma_m - \sigma_{m0}). \quad (3)$$

3. Точка выхода на поверхность текучести характеризуется величиной

$$\sigma_{x1} = \frac{1-v}{1-2v} \left(\frac{2}{3}S_x + \sigma_{m0} \right), \quad (4)$$

где $S_{x1} = -1/3\sqrt{4\sigma_s^2 - 3\Delta\sigma_0^2}$.

При $v = 1/3$ $\sigma_{x1} = 3S_{x1} + 2\sigma_{m0}$.

4. Дальнейшее нагружение описывается следующими параметрическими уравнениями, полученными при решении системы (2)

$$\begin{cases} \frac{\Delta\sigma_x}{\sigma_s} = -\frac{2}{3} \left(\frac{\beta e^t - 1}{\beta e^t + 1} + t \right) - \frac{S_{x1}}{\sigma_s}, \\ \frac{\Delta\sigma_m}{\sigma_s} = \frac{1}{3} \left(\frac{\beta e^t - 1}{\beta e^t + 1} - 2t \right) + \frac{S_{x1}}{2\sigma_s}, \end{cases} \quad (5)$$

где $\beta = \frac{2\sigma_s - 3S_{x1}}{2\sigma_s + 3S_{x1}}$; $t > 0$; $\Delta\sigma_x = \sigma_{xk} - \sigma_{x1}$; $\Delta\sigma_m = \sigma_{mk} - \sigma_{m1}$; σ_{xk} — амплитуда волны; σ_{mk} — значение σ_m , соответствующее σ_{xk} ; σ_{m1} — соответствующее σ_{x1} .

Из формул (5), а также соотношений (3), (4) можно получить асимптотическую зависимость между σ_{xk} и σ_{mk} при больших амплитудах σ_{xk} :

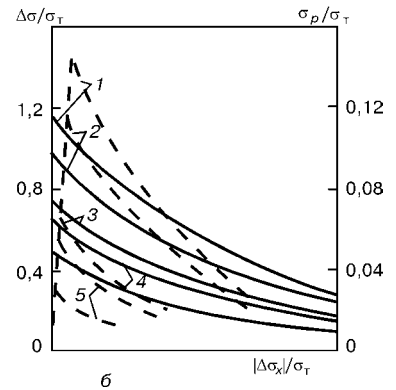
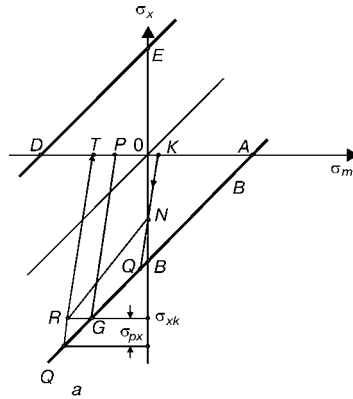


Рис. 2. Построения в плоскости главных напряжений, иллюстрирующие алгоритмы и результаты применения «уточненной» теории: $\sigma_m = 1/2(\sigma_y + \sigma_z)$ (а, б и остальные обозначения см. в тексте)

$\sigma_{xk} \rightarrow \sigma_{mk} - \sigma_s$. Поэтому траектории нагружения в пластической области в координатах $\sigma_x - \sigma_m$ имеют вид кривой NR , изображенной на рис. 2, а.

Рассмотрение нагружения по упрощенной схеме предполагает замену траектории ломаной линии KNR и $\Delta\sigma$, равной нулю. Точка P соответствует приближенной разгрузочной величине σ'_{m2} , точка T — точной величине σ_{m2} . Поправку PT обозначим через σ_p ($\sigma_p > 0$).

Для определения напряженного состояния после разгрузки необходимо знать значения σ_{m2} , σ_p и разность напряжений после разгрузки $\Delta\sigma_2 = \sigma_{y2} - \sigma_{z2}$. Зависимости $\Delta\sigma$ и σ_p от $\Delta\sigma_x$ при $v = 1/3$, полученные путем преобразования системы (5), в параметрическом представлении имеют следующий вид:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_T} = \pm 4\sqrt{3\beta} \frac{\exp(t/2)}{\beta e^t + 1}, \quad \frac{\sigma_p}{\sigma_T} = \frac{6}{\beta e^t + 1},$$

где знак в первой формуле совпадает со знаком $\Delta\sigma_0$.

На рис. 2, б приведены расчетные поправки при параметрах, указанных в таблице. Штриховые линии соответствуют величине σ_p , сплошные — $\Delta\sigma$.

Алгоритм использования упрощенной схемы с поправками следующий. Исходя из начальных напряжений σ_{y0} и σ_{z0} вычисляются

$$\sigma_{m0} = 1/2(\sigma_{y0} - \sigma_{z0}), \Delta\sigma_0 = \sigma_{y0} - \sigma_{z0}.$$

Затем с учетом известной амплитуды волны σ_{xk} строится приближенная ломаная линия нагружения и разгрузки типа $KQGP$ и находится приближенное разгрузочное значение σ'_{m2} (точка P на рис. 2, а). Далее определяется значение $\Delta\sigma_x$. По значению $\Delta\sigma_x = \sigma_{xk} - \sigma_{x1}$, используя графики, приведенные на рис. 2, б, можно получить значения $\Delta\sigma_p$ и $\Delta\sigma_0$, а затем σ_{y2} и σ_{z2} по формулам

$$\sigma_{y2} = \sigma'_{m2} + \frac{\Delta\sigma_2}{2} - \sigma_p, \quad \sigma_{z2} = \sigma'_{m2} - \frac{\Delta\sigma_2}{2} - \sigma_p.$$

На рис. 2, б видно, что наиболее существенна поправка $\Delta\sigma$, значение σ_p при $\Delta\sigma_x < -\sigma_s$ можно не учитывать.

Если $\sigma_{m2} < -\sigma_T$, то после ударно-волнового процесса начинается сравнительно медленный дрейф



$\Delta\sigma_0$	$S_{x1} = -1/3 \sqrt{4\sigma_s^2 - 3\Delta\sigma_0^2}$	$\beta = \frac{2\sigma_s - 3S_{x1}}{2\sigma_s + 3S_{x1}}$	Номер кривой на рис. 2, б
0 (ломаная)	$\frac{2\sigma_s}{3}$	∞	—
$\frac{\sigma_s}{2}$	$0,660\sigma_s$	190,0	5
$\frac{2\sigma_s}{3}$	$0,654\sigma_s$	106,0	4
$\frac{3\sigma_s}{4}$	$0,651\sigma_s$	83,3	3
σ_s	$0,638\sigma_s$	46,0	2
$2\sigma_s/\sqrt{3} \approx 1,15\sigma_s$	$0,629\sigma_s$	34,0	1

точки T (см. рис. 2, а) в сторону увеличения значений σ_m . Расчет, проведенный на основе ассоциированного закона текучести (1) и условия одноосной деформации $\epsilon_y = \epsilon_z = 0$, показал, что конечное состояние σ_{m3} и $\Delta\sigma_3$ определяется системой уравнений

$$\sigma_{m3}^2 + \frac{3}{4} \Delta\sigma_3^2 = \sigma_T^2, \quad \frac{\Delta\sigma_3}{\Delta\sigma_2} = \left(\frac{\sigma_{m3}}{\sigma_{m2}} \right)^\gamma,$$

где $\gamma = \frac{3(1-\nu)}{1+\nu}$; при $\nu = \frac{1}{3}$ $\gamma = 3/2$.

В первом приближении можно принять $\sigma_{m3} = -\sigma_T$ и $\Delta\sigma_3 = \Delta\sigma_2 - (\sigma_T/\sigma_{m2})^{3/2}$.

При практическом использовании приведенных расчетов важно знать поправку σ_{px} (см. рис. 2, а). Последняя представляет собой разницу между «точной» и приближенной амплитудой волны, необходимой для получения определенного конечного состояния σ_{m2} , характеризуемого точкой T .

Значение σ_{px} можно определить из трансцендентного уравнения

$$\frac{\sigma_{px}}{\sigma_s} = \frac{4}{1 + \beta \exp(\alpha - \sigma_{px}/\sigma_s)},$$

где $\alpha = 2 + (3/\sigma_s)(S_{x1} + \sigma_{m0} - \sigma_{m2})$; $\sigma_{m2} < \sigma_{m0}$.

Расчет, проведенный при $\sigma_{m2} = 0$, показал, что при $\sigma_s = 3\sigma_T \max(\sigma_{px}/\sigma_s) = 0,114$, что составляет менее 6 % амплитуды волны σ_{xk} , равной в этом случае σ_s . Поэтому в практических расчетах эту поправку можно не учитывать. Указанный факт является следствием того, что незначительное относительное изменение амплитуды волны σ_{xk} приводит к более ощутимым изменениям конечного состояния σ_{m2}/σ_T , так как обычно $\sigma_{xk} \cong 6\sigma_T$.

The interaction of normally incident shock wave with the field of non-equilibrium inner stresses in the metal is considered. It is shown that at rational modes of loading the structural steels this correction is about 5 % of wave amplitude. Therefore, such a correction may be ignored in theoretical calculations.

Следует остановиться на учитываемых в данной работе особенностях динамического ударно-волнового процесса в сравнении с квазистатическими условиями нагружения и разгрузки. Как показано, например, в работах [9, 10], реальную высокоскоростную картину деформирования вязкоупругопластического вещества можно описать с помощью упругопластического квазистатического процесса, характеризуемого некоторым эффективным динамическим пределом текучести, зависящим от скорости деформации и вязкости материала.

При реальных скоростях деформации, достигаемых в процессе снятия остаточных напряжений путем обработки взрывом таких материалов, как, например, сталь Ст3, динамический предел текучести оказывается в 3...5 раз больше статического. Эти данные, полученные в ходе экспериментов по высокоскоростному растяжению и сжатию стержней, приведены в работе [11]. Кроме того, особенность динамического характера деформирования учитывается путем введения в рассмотрение процесса дрейфа точки, отображающей напряженное состояние вещества по отношению к статическому пределу текучести.

1. Петушков В. Г., Фадеенко Ю. И. О взрывной обработке сварных соединений // Физика горения и взрыва. — 1980. — № 5. — С. 64–68.
2. Параметры зарядов взрывчатого вещества для снятия остаточных напряжений в сварных стыковых соединениях / В. М. Кудинов, В. И. Труфяков, В. Г. Петушков и др. // Автомат. сварка. — 1976. — № 1. — С. 46–49, 61.
3. Petushkov V. G., Fadeenko Yu. I. Welding stress relief by explosion treatment. — N.-Y.: Backbone publ. Co., 1999. — 180 p.
4. Кудинов В. М., Петушков В. Г. Технология обработки взрывом сварных металлоконструкций // Ежегодник Большой советской энцикл., 1986. — М.: Совет. энцикл., 1986. — Вып. 13. — С. 533–534.
5. Петушков В. Г., Гришаенко А. И. Расчет напряженно-деформированного состояния твердого тела, подвергнутого локальному взрывному нагружению // Физика горения и взрыва. — 1997. — № 6. — С. 92–101.
6. Петушков В. Г., Титов В. А. Параметры ударно-волнового нагружения для снятия остаточных сварочных напряжений обработкой взрывом // Автомат. сварка. — 2001. — № 4. — С. 59–61.
7. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. — М.: Наука, 1969. — 420 с.
8. Седов Л. И. Механика сплошной среды. — М.: Физматгиз, 1984. — 560 с.
9. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. — Киев: Наук. думка, 1919. — 288 с.
10. Рахматуллин Х. А., Демьянов Ю. А. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. — М.: Физматгиз, 1961. — 400 с.
11. Механические свойства некоторых материалов при высокоскоростном растяжении / Г. С. Писаренко, В. Г. Петушков и др. // Пробл. прочности. — 1970. — № 7. — С. 3–8.

Поступила в редакцию 26.04.2002