

УДК 539.374

© 1993 г. Н. И. ДРОБЫШЕВСКИЙ, А. С. ФИЛИППОВ

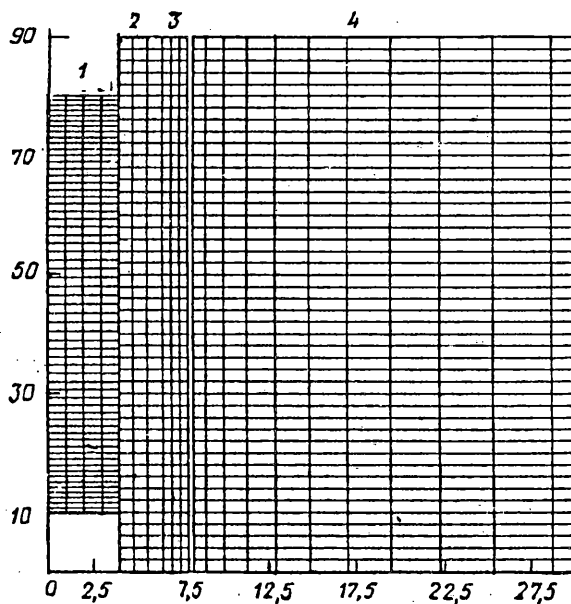
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОВЗРЫВНОЙ ЗАПРЕССОВКИ ТРУБЫ ТЕПЛООБМЕННИКА ПАРОГЕНЕРАТОРА АЭС

Проблема безопасной эксплуатации ядерных энергетических реакторов, остро вставшая в последние годы, требует все более скрупулезного анализа технологических процессов при изготовлении агрегатов и узлов установок, как проектируемых, так и выпускаемых ныне, побуждает возвращаться к уже используемым техническим решениям для их тщательного анализа с целью предотвращения возможных аварийных ситуаций. Одна из таких проблем состоит в появлении трещин при эксплуатации в коллекторе парогенератора водоводяных реакторов, приводящих к утечке радиоактивного вещества из первого контура реактора.

Известно, что значительное влияние на образование и развитие трещин в материале оказывают остаточные напряжения, возникающие при изготовлении конструкции. Ответственным технологическим этапом, в результате которого в материале коллектора возникают остаточные напряжения большой величины, является запрессовка трубок теплообменника. Чаще всего здесь используется нагружение взрывом, или гидравлическая запрессовка. Физические явления, происходящие при сварке давлением и сварке взрывом, касающиеся динамики соударения, образования и свойств сварного соединения рассматривались по отдельности на простых задачах и опытах [1, 2]. Что касается остаточных напряжений и деформаций, их величина и распределение зависят от конфигурации образцов и параметров соударения. Для выяснения этого вопроса, по-видимому, наиболее перспективным является численное моделирование. Вопрос о свариваемости материалов здесь не рассматривается. Подобного рода задачи возникают также, например, при анализе взрывной штамповки, взрывов в сосудах давления, при определении прочностных характеристик взрывных камер. В общем случае моделирование запрессовки даже одной трубы сильно усложняется наличием нескольких контактных поверхностей между материалами, находящимися в состоянии пластического течения, при нестационарной нагрузке, параметры которой известны лишь приближенно.

Коллектор парогенератора представляет собой [3] толстостенный сосуд вращения, из стенок которого нормально к поверхности выходят теплообменные трубы общим количеством до 10000 шт. Расстояние между центрами трубок равно в среднем 20 мм. Внешний радиус коллектора составляет около 0,6 м, толщина — 180 мм. Трубы вставляются в канал заделки с технологическим зазором порядка 0,3 мм. При запрессовке взрывом в трубке подрывается пиропатрон, отделенный от ее стенок пластиковой прокладкой [1, 2, 4]. Обычно подрывается сразу целая партия в несколько сотен зарядов.

Очевидно, что расчет всей трехмерной конфигурации с рассмотрением по отдельности каждой трубы затруднителен, и здесь необходимы упрощения. В частности, в публикуемой работе путем численного моделирования методом конечных элементов (МКЭ) анализируются динамические процессы взрывной запрессовки одной отдельно взятой трубы в двумерной осесимметричной геометрии. Исследование указанной модельной задачи позволяет выяснить многие практически важные физические особенности процесса запрессовки. Задача рассматривается в достаточно общей постановке, учитывающей газодинамику взрыва и разлета продуктов взрыва в трубе. На основании этих расчетов показана возможность заменить эту общую постановку более простой, где действие ударной волны на стенки трубы заменяется эквивалентной бегущей нагрузкой. Определяется также распределение остаточных напряжений и деформаций в металле.



Фиг. 1

1. Постановка задачи. Расчетная область при общей постановке представляет собой набор из вложенных один в другой цилиндрического заряда 1 и трех полых цилиндров различной толщины, соответствующих пластику 2, заделываемой трубе 3 и плите трубной решетки 4 (фиг. 1). Модель, где вводится заряд и пластик, будем называть полной моделью. Инициирование взрывной волны в расчетах осуществляется приложением короткого импульса давления к торцу заряда. Материал пиропатрона, т. е. взрывчатое вещество (ВВ), моделируется расширяющимся, начиная с момента прихода взрывной волны, газом.

Уравнения движения сплошной среды записываются в переменных Лагранжа [5] в неподвижной цилиндрической системе координат rOz .

Уравнения движения:

$$\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}}{r} = \rho \ddot{z}$$

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = \rho \ddot{r} \quad (1)$$

Уравнение неразрывности

$$\rho v = \text{Const} \quad (2)$$

Уравнение энергии

$$\dot{e} = -p\dot{v} + v(s_{rr}\dot{e}_{rr} + s_{zz}\dot{e}_{zz} + s_{rz}\dot{e}_{rz} + s_{\theta\theta}\dot{e}_{\theta\theta}) \quad (3)$$

Связь между напряжениями и скоростями деформации

$$\dot{s}_{rr} = 2G(\dot{e}_{rr} - 1/3\dot{v}/v) + \delta_{rr}$$

$$\dot{s}_{zz} = 2G(\dot{e}_{zz} - 1/3\dot{v}/v) + \delta_{zz}$$

$$\dot{s}_{\theta\theta} = 2G(\dot{e}_{\theta\theta} - 1/3\dot{v}/v) \quad (4)$$

$$\dot{s}_{rz} = 2G(\dot{e}_{rz} - 1/3\dot{v}/v) + \delta_{rz}$$

Скорости деформаций

$$\dot{\varepsilon}_{rr} = \partial \dot{r} / \partial r, \quad \dot{\varepsilon}_{\theta\theta} = \dot{r} / r \quad (5)$$

$$\dot{\varepsilon}_{zz} = \partial \dot{z} / \partial z, \quad \dot{\varepsilon}_{rz} = \partial \dot{r} / \partial z + \partial \dot{z} / \partial r$$

Уравнения состояния в газе и металле соответственно

$$p = (\gamma - 1)e, \quad \dot{p} = -K\dot{v}/v \quad (6)$$

Условие текучести Мизеса

$$(\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{\theta\theta})^2 + (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr})^2 + 6\sigma_{rz}^2 \leq 2\sigma_0^2 \quad (7)$$

где ρ — плотность, σ — тензор напряжений, s — девиатор напряжений, $p = -1/3(\sigma_{rr} + \sigma_{zz} + \sigma_{\theta\theta})$ — давление, e — тензор деформаций, v — относительный объем, e — внутренняя энергия на единицу начального объема, G — модуль сдвига, σ_0 — предел текучести, σ — поправка на малый поворот напряжений. K — модуль объемного сжатия, $\gamma = 2,2$ — показатель политропы, точка означает дифференцирование по времени. Пересчет напряжений при учете пластического деформирования проводится при помощи алгоритма, предложенного в [6].

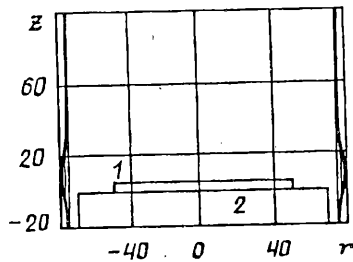
Энерговыделение на фронте волны детонации происходит в расчете так: ячейке с первоначально покоящимся газом плотности $\rho = \rho_0$, давления $p = p_0 = 0$, внутренней энергии $e = e_0 = 0$ при подходе к ней импульса сжатия, когда давление превышает некоторое пороговое значение p , присваивается значение энергии по условию Чепмена — Жуге $e = e_*$ и дальнейшее движение газа идет согласно обычным законам газодинамики. При этом величины на скачке должны удовлетворять известным условиям равновесной детонации [7] Чепмена — Жуге, откуда для скорости, давления и энергии на фронте детонационной волны D и p_* следуют соотношения

$$p_* = \rho_0 D^2 / (\gamma + 1), \quad e_* = \gamma p_* / (\gamma^2 - 1) \quad (8)$$

Параметры равновесной детонации в расчетах брались такими, чтобы выполнялись технологические условия: скорость детонационной волны не должна превышать скорость распространения поперечных волн в металле [2] (для стали это около 3 км/с), а давление на стенку трубы, в соответствии с имеющимися опытными данными, равно 600—800 МПа. Заметим, что использованные в расчетах значения p_* и полученные значения скоростей разлета продуктов взрыва носят оценочный характер из-за упрощенного уравнения состояния продуктов и неучета ширины фронта детонации.

Проведение расчетов по полной модели требует довольно больших машинных ресурсов, поэтому целесообразно применять и более простую, где действие взрывной волны на стенки трубы заменяется эквивалентной бегущей нагрузкой, подбираемой по полной расчетной модели. Исходная конфигурация для расчетов с бегущей нагрузкой та же, что показана на фиг. 1, но газ и пластик отсутствуют, а давление прикладывается непосредственно к внутренней стенке трубы: вдоль трубы (снизу вверх на фиг. 1) распространяется импульс определенной формы, перемещающийся со скоростью Чепмена — Жуге, или с другой, полученной в более точных расчетах, либо экспериментах. Параметры материалов и другие расчетные характеристики в модели с бегущей нагрузкой, которая будет называться упрощенной, те же, что в полной модели. На наружной боковой границе задавалось жесткое закрепление.

2. Алгоритмы расчета. Для численного решения уравнений движения используется метод конечных элементов, причем интегрирование по времени перемещений проводится по явной схеме с использованием центральных разностей. Пространственная дискретизация выполняется при помощи билинейных четырехузловых осесимметричных элементов [8], при этом приращение напряжений



Фиг. 2

на каждом шаге по времени вычисляется одноточечным численным интегрированием в гауссовых квадратурах. Глобальная матрица жесткости при этом не строится. В расчете с ударными волнами вводится объемная вязкость, линейная и квадратичная. Для предотвращения нефизических сдвиговых деформаций, возникающих вследствие одноточечного интегрирования, применялась процедура стабилизации расчетной сетки [6].

Для расчета линий контакта использовался широко применяемый алгоритм "упругих границ" (см., например, [9, 10]), в котором при вычислениях степень проникновения контактирующих областей друг в друга контролируется дискретными элементами типа пружин, рассредоточенными в обеих областях вдоль контакта. Эта методика имеет то преимущество, что указанные дискретные элементы могут быть при необходимости легко включены в глобальную матрицу жесткости и использоваться в неявной схеме вычисления установившегося решения, к тому же она хорошо сохраняет величину импульса системы при ударе.

Определение остаточных напряжений по явной схеме методом установления требует больших затрат машинного времени, неточно, а, часто — невозможно. Для сохранения единого вычислительного процесса используется гибридная схема, где в нужный момент времени из матриц элементов собирается глобальная матрица жесткости и расчет продолжается по неявной схеме, что дает возможность увеличить шаг по времени в 10—100 раз по сравнению с явной схемой, а также получать статические решения. При необходимости расчет по явной схеме можно продолжить по неявной, или наоборот. Явная и неявная методики на практике реализованы в виде отдельных программ, которые могут читать промежуточные расчетные состояния друг друга.

Для вычисления матрицы жесткости элемента используется в отличие от явной версии программы, четырехточечное (2×2) численное интегрирование в гауссовых квадратурах, поскольку матрица, построенная одноточечным интегрированием, не приводит к появлению напряжений для некоторых видов сдвиговых деформаций элемента, в результате чего появляются существенные искажения расчетной сетки вычислительного происхождения.

Интегрирование по времени для нестационарных задач проводится при помощи двухпараметрической конечно-разностной схемы Ньюмарка [8], а для решения задач статики используется метод последовательных нагружений. Решение нелинейной системы уравнений на каждом шаге по времени (или шаге по нагружению) проводится, используя модифицированный метод Ньютона с линейным поиском длины шага [11]. При этом перестройка матрицы жесткости проводится через заданное число итераций и шагов по времени, или в случае, когда длина шага Ньютона достигнет определенного минимального значения. Решение линейной системы уравнений основано на факторизации Холецкого, причем, если собственное значение матрицы жесткости станет меньше заданного числа, проводится модификация соответствующей строки матрицы разложения Холецкого [12].

3. Проверка расчетной модели. Для оценки адекватности описанной расчетной модели физическим характеристикам системы рассчитывалась тестовая задача о взрыве заряда в трубе. В [13, 14] приводятся результаты серии экспериментов

R	h	r_0	h_0	ρ_0	$\epsilon_0^{\text{э}}, \%$	$\epsilon_0^{\text{р}}, \%$	$\delta, \%$
60	6,3	45	5	1,7	0	0,5	...
60	6,3	45	10	1,7	6	7	17
75	2,1	50	5	1,67	9,5	5	47
128	9	120	10	1,7	2,8	4,5	61

по подрыву тонких дискообразных зарядов ВВ разных размеров в трубах различного диаметра и толщины. При малых толщинах заряда в деформации трубы участвует только небольшая наружный слой ВВ. Это приводит к определенным закономерностям, изучаемых в [13, 14] экспериментально. Для максимальной окружной остаточной деформации трубы в [14] приводится аппроксимирующая зависимость

$$\epsilon_{00} = 6 \cdot 10^{-3} (\sqrt{2} \rho D^2 / \sigma_0) \lambda^2 - \sigma_0 / E$$

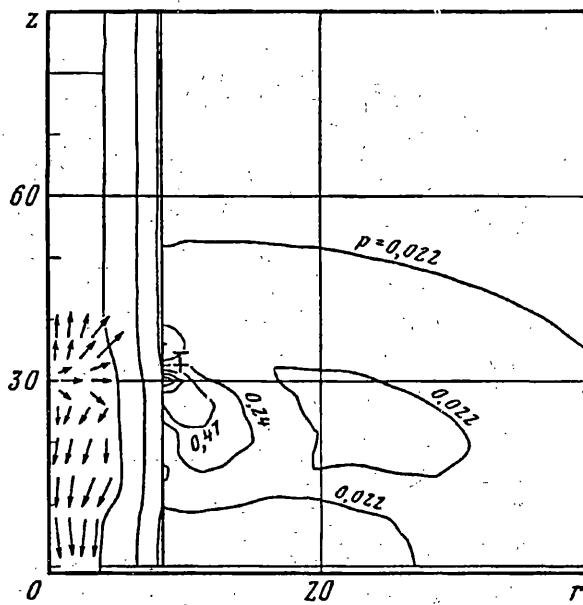
где ρ , σ_0 , E , D , λ — соответственно плотность материала трубы, предел текучести и модуль упругости, скорость детонационной волны, фактор, характеризующий геометрию опыта. Эта зависимость сравнивается с экспериментально полученными значениями ϵ_{00} . Схема эксперимента изображена на фиг. 2. Заряд (1) расположен на стальной подложке (2); ВВ инициируется в центре. Материал трубы — сталь Ст20.

В расчетах бралось значение $\sigma_0 = 245$ МПа, тогда из выписанной формулы — $D=8000$ в/с. Для лучшей сходимости статического решения для стали вводилось небольшое упрочнение с модулем $E_t = 0,002E$. Сравнение остаточных расчетных деформаций с экспериментальными приведены в таблице, где R — радиус трубы, h — толщина трубы, r_0 — радиус заряда, h_0 — толщина заряда, ρ_0 — плотность заряда, $\epsilon_0^{\text{э}}$ — экспериментальное значение деформации, $\epsilon_0^{\text{р}}$ — расчетное значение деформации, δ — отличие. Размеры даны в миллиметрах, массы — в граммах. Совпадение ухудшается при уменьшении толщины заряда в сравнении с его радиусом. В целом же, учитывая простоту модели ВВ, нечеткость в задании его параметров, совпадение вполне удовлетворительное.

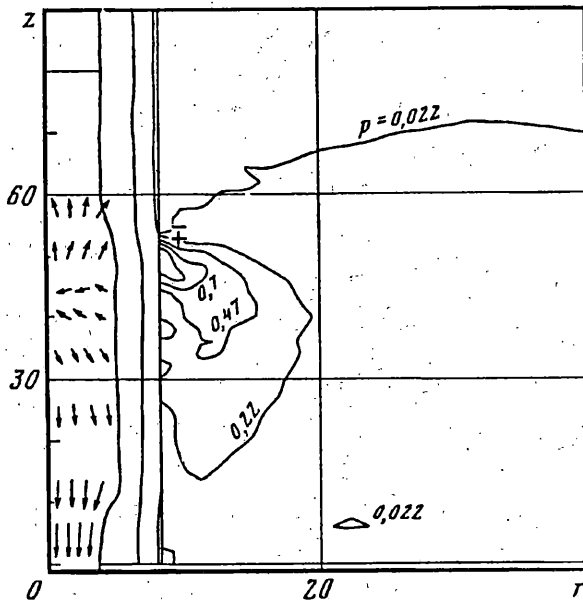
4. Результаты расчетов. При расчете запрессовки взрывом бралась труба из стали 08X18H10T, модуль Юнга $E = 2 \cdot 10^5$ МПа, предел текучести $\sigma_0 = 300$ МПа, коэффициент Пуассона $\mu = 0,3$ с внутренним диаметром 13 мм и внешним — 16 мм. Материал коллектора — сталь 10ГН2МФА, модуль Юнга $E = 2 \cdot 10^5$ МПа, предел текучести $\sigma_0 = 500$ МПа, коэффициент Пуассона $\mu = 0,3$, трубка вставляется в канал заделки с технологическим зазором, равным 0,3 мм. При запрессовке взрывом в трубке подрывается пиропатрон диаметром 6 мм, плотность ВВ $\rho_0 = 1 \cdot 10^3$ кг/м³, скорость детонации $v = 2550$ м/с, отделенный от ее стенок пластиковой прокладкой толщиной 3,5 мм. Параметры пластика: модуль Юнга $E = 3 \cdot 10^3$ МПа, плотность $\rho = 1,1 \cdot 10^3$ кг/м³, коэффициент Пуассона $\mu = 0,25$, предел текучести $\sigma_0 = 200$ МПа.

Для проверки сходимости по шагу сетки расчеты проводились по нескольким различным разбиениям с вариацией шага по радиусу, по длине трубы, а также при различных размерах расчетной области в осевом и радиальном направлении. Выяснилось, что достаточной точности можно достичь, беря по толщине трубы три ячейки, что и использовалось в расчетах по полной модели.

На фиг. 3, 4 показаны изолинии давления (среднего напряжения в ГПа) в металле плиты, там же нанесено поле скоростей в газе для двух последовательных моментов времени $t_1 = 13,3$ мкс и $t_2 = 25$ мкс. Максимальные значения давления достигаются в месте соударения и составляют 1,2—2,5 ГПа. Изолинии окружных напряжений в обоих металлах в момент $t_2 = 25$ мкс показаны на фиг. 5.

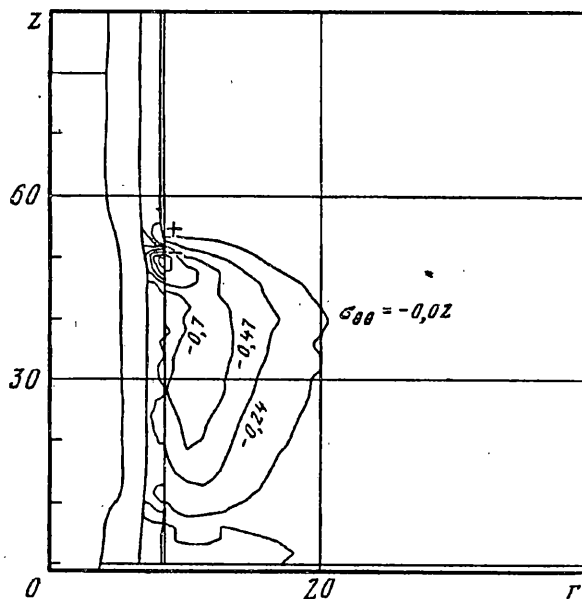


Фиг. 3

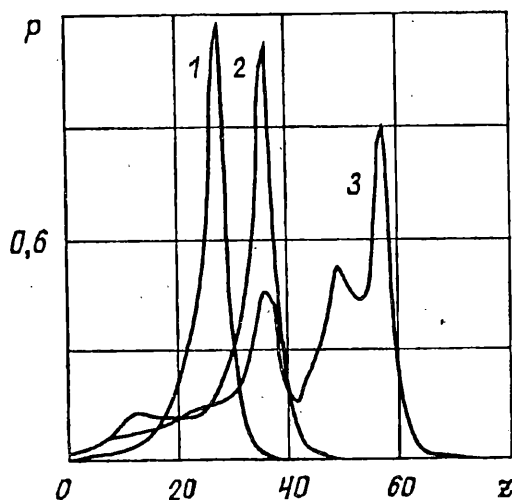


Фиг. 4

Процесс распространения ударной волны (УВ) по ВВ и нагружение стенок трубы происходит, согласно рассчитанным вариантам, в общих чертах, так: «сдетонирующий» газ, расширяясь, ускоряет стенки трубы и сам вытекает из трубы. При этом наряду с поступательным движением газа развиваются, также радиальные колебания, что видно также из фиг. 6, где показано распределение давления p [ГПа] в газе по оси z [мм] в последовательные моменты времени. Отметим, что в канале течения относительно долго после прохождения основной волны сохраняется довольно высокое давление 100—300 МПа, которое, однако, не приводит к пластическому деформированию металла. Давление же на фронте



Фиг. 5



Фиг. 6

УВ p_1 оказывается гораздо более низким, чем задаваемое в расчетах давление равновесной детонации p_* . Это связано с неоднородностью течения газа — он давит на мягкую пластиковую стенку и расширяется в радиальном направлении. При таком расширении совершается работа A одного порядка с энергосвободением реакции Q , если радиальное перемещение Δr достаточно велико

$$A \approx \xi P_* V_0 (2\Delta r / r_0), \quad Q = 0,5 P_* V_0 / (\gamma - 1) \approx 0,4 P_* V_0$$

где V_0, r_0 — начальные объем и радиус ВВ; в расчетах отношение осевого давления в УВ к давлению на границе газ-пластик $\xi \approx 0,3-0,6$, а сжатие пластика — $\Delta r \approx (0,1-0,2)r_0$, и численно $A \approx (0,2-0,5)Q$. Если брать модуль упругости пластика большей величины, чтобы деформация стенок уменьшалась, картина течения в канале трубки будет приближаться к автомодельному решению [15],

и хорошо совпадает с ним при абсолютно жестких стенках. На начальной стадии движения волны, когда радиальные колебания газа еще не развились, или при большей жесткости стенок давление в УВ p_1 и фактическая скорость волны V_1 тоже удовлетворяют соотношению Чепмена — Жуге (8), так, для моментов времени $t_1 = 9$ Мкс и $t_2 = 13,25$ Мкс на фиг. 6 имеем $p_1 \approx 1150$ МПа, $V_1 \approx 1900$ м/с, $V_1^2 / (2(\gamma + 1)) \approx 1130$ МПа. Волна распространяется устойчиво, поскольку энерговыделение на фронте происходит принудительно, кинетика реакции не учитывается, и влияние бокового расширения продуктов детонации здесь проявляется чисто газодинамически. Эффект ослабления УВ в данном случае близок явлению недосжатой детонации [16], идущей, например, при подпитке детонационной волны лазерным лучом, или при сверхсильном начальном инициирующем импульсе.

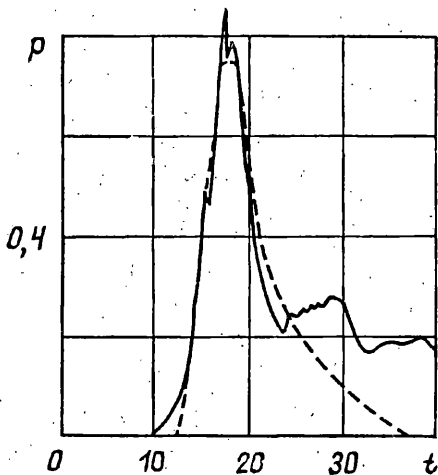
Под действием нагрузки труба расширяется с ускорением в радиальном направлении, пока не столкнется с окружающими стенками. Давление в стали в точке соударения в момент удара составляет примерно 2000 МПа. После вытекания большей части газа и спада давления до 100—200 МПа элементы из газа и пластика не участвуют в вычислениях и можно переходить к расчетам по неявной схеме, в частности, искать установившееся решение.

Основной целью расчетов являлось получение напряженно-деформированного состояния в динамике и пространственного распределения остаточных напряжений и деформаций. Толщина плиты, т. е. высота области по z бралась в 90 мм. Как оказалось, распределение и величина напряжений и деформаций в металле хорошо совпадают в расчетах по полной и упрощенной модели. Для определенности будем говорить о расчете с бегущей нагрузкой: к внутренней стенке трубы, начиная снизу (фиг. 1), прикладывается импульс давления, зависящего от времени по кривой, полученной в расчете по полной модели. На фиг. 7 показана зависимость от времени давления p [ГПа], передаваемого через пластик, на некоторый участок трубы (сплошная линия) и усредненная кривая для задания бегущей нагрузки (штриховая линия). Давления ниже 250 МПа практически не дают пластических деформаций. Импульс нагружения распространяется от элемента к элементу со скоростью $u \approx 2050$ м/с, взятой из расчетов по полной модели. У концов трубы амплитуда давления линейно спадает до нуля. Разбивка на элементы аналогична приведенной на фиг. 1 для трубы и плиты. В расчетах учитывалась только половина (правая) симметричной области.

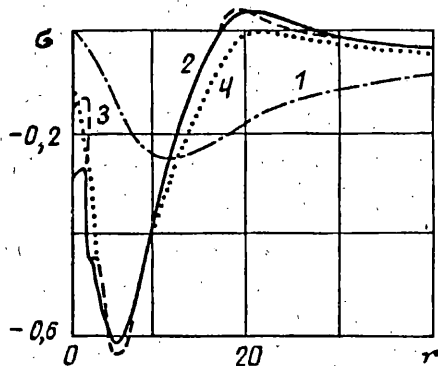
Динамика соударения и распространения волн в металле одинаковы в расчетах по полной и упрощенной модели. Стенки трубы расширяются в радиальном направлении до тех пор, пока не преодолеют зазор и не столкнутся со стенками канала в плите. Скорость этого расширения превышает 150 м/с. Скорость стенки, приобретенная к моменту соударения, определяется ее ускорением, т. е. силами, действующими на участок трубы и временем пролета ею зазора. Ускорение стенки определяется амплитудой и длительностью импульса давления газа, а замедление вызывается ее упругим растяжением. Величина упругой силы до начала пластического течения растет по мере растяжения данного кольцевого участка, а затем (в расчетах) остается постоянной в случае идеальной пластичности, или растет, но гораздо менее круто, в случае модели с упрочнением. В нашем случае порядок величины максимальной окружной деформации $\epsilon_{\theta\theta} = \Delta r/r \approx 2,5\%$ далеко превышает пластический предел, и величина эквивалентного упругого напряжения, стягивающего трубу противоположно приложенному давлению газа, не превышает по порядку величины $(h/R) \sigma_0 \leq 150$ МПа, σ_0 — предел текучести. Скорость, приобретаемую единицей площади стенки, можно оценить, как

$$v = \int_0^t \frac{1}{\rho h} (p(t) - \frac{h}{R} \sigma_{\theta\theta}(u(t))) dt \approx \frac{p \cdot t^*}{\rho h}$$

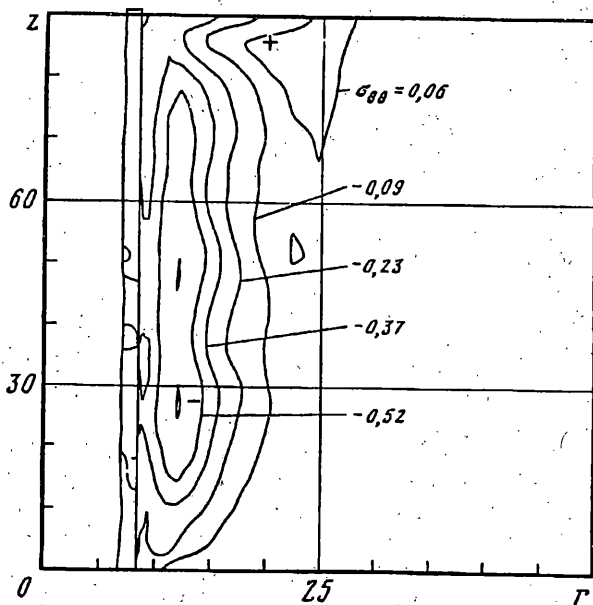
где t^* — время соударения, h — толщина трубы, R — средний радиус, $u(t)$ —



Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9

радиальное смещение, ρ — плотность, p° — среднее давление на стенку трубы, σ_{00} — окружное напряжение. Подставив сюда численные значения из расчетов, $h = 1,5$ мм, $p^\circ \approx 500$ МПа, $\rho = 7800$ кг/м³, $t^* \approx 4$ Мкс, получим $v \approx 140$ м/с, что близко к получаемому в расчете значению, т. е. в данном случае скорость стенок при нагружении определяется только их инерцией, и максимальная величина давления при ударе зависит, в основном, от амплитуды и длительности импульса и ширины зазора. Это видно также из сравнения расчетов трех вариантов: по полной модели, по модели с эквивалентной формы бегущей нагрузкой и с бегущим П-образным импульсом, где интеграл по времени от давления и амплитуда те же, что на фиг. 7, а длительность τ соответственно меньше

$$\int_0^{\tau} p(t) dt = p_{\max} \tau$$

Оказалось, что, хотя пиковые значения напряжений в металлах могут различаться в соответственные моменты времени на 20—30%, профили результирующих остаточных напряжений близки во всех трех вариантах (фиг. 8). Отметим, также, что величины остаточных напряжений и деформаций практически не изменяются после прохождения основной волны нагружения, и получаемое статическое решение не сильно отличается от того, что имеется к моменту прохождения бегущим импульсом всей трубы.

На фиг. 9, приведены изолинии остаточных окружных напряжений $\sigma_{\theta\theta}(r, z)$ и эффективной пластической деформации

$$\epsilon_p(t) = \int_0^t (\sqrt{2/3} (\dot{\epsilon}_{rr}^p \epsilon_{rr} + \dot{\epsilon}_{zz}^p \epsilon_{zz} + \dot{\epsilon}_{\theta\theta}^p \epsilon_{\theta\theta} + 2\dot{\epsilon}_{rz}^p \epsilon_{rz}))^{1/2} dt$$

где ϵ_{ij}^p — пластические составляющие тензора скорости деформаций. В основном, исключая верхнюю и нижнюю границу, эти распределения однородны по z , т. е. в некотором приближении задачу можно ставить как одномерную. На фиг. 8 приведены радиальные распределения указанных величин в ГПа и распределение радиальной компоненты $\sigma_{rr}(r, z_m)$ (кривая 1), в срединном (по высоте $z_m = 45$ мм) сечении расчетной области. Там же приводятся распределения окружных напряжений для трех различных вариантов: с детонирующим газом (кривая 2) и с бегущей нагрузкой, задаваемой при двух различных зависимостях давления в импульсе от времени, указанных выше (кривые 3, 4). Как оказалось, итоговое распределение напряжений и деформаций слабо зависит от формы нагрузки. Аналогичное утверждение высказывается в [17], где рассматривается аналитическое решение задачи об упругопластической деформации трубы под действием нагрузки, приложенной аксиально-симметрично к внутренней стенке, а также в [2] при анализе гидровзрывной штамповки.

Характерная особенность радиального распределения $\sigma_{\theta\theta}(r, z_m)$ — глубокий минимум, где $\sigma_{\theta\theta}$ отрицательно, а затем более пологий максимум с положительными значениями $\sigma_{\theta\theta}$, т. е. более центральные слои материала сжаты растянутыми периферическими слоями, что видно и из распределения радиальной компоненты $\sigma_{rr}(r, z_m)$. Происхождение этих экстремумов следующее: при радиальном расширении металла центральная область деформируется пластически, а периферическая, начиная с некоторого радиуса — упруго. После снятия нагружения вблизи внутренней поверхности напряжения спадают; деформированный металл в центральной области не дает разгрузиться наружным растянутым слоям (где $\sigma_{\theta\theta}$ положительно), которые сжимают, в свою очередь, центральную область ($\sigma_{\theta\theta}$ отрицательно).

Отметим еще зависимость величины остаточных напряжений от предела текучести материала плиты: при уменьшении σ_0 от 500 МПа до 300 МПа максимальные сжимающие напряжения падают от 650 МПа до 400 МПа. Характерный радиус области значительных по абсолютной величине напряжений составляет 15—25 мм. Отсюда можно заключить, что условие изолированности труб при взрывной запрессовке в данном случае не выполняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захаренко И. Д. Сварка металлов взрывом. Минск, 1990 г.
2. Крупин А. В., Соловьев В. Я., Попов Г. С., Крестев М. Р. Обработка металлов взрывом. М.: Машиностроение, 1991, 496 с.
3. Рассохин Н. Г. Парогенераторные установки атомных электростанций. М.: Энергоатомиздат, 1987.
4. W. Johnson. 'Explosive welding plugs into heat exchanger tubes' // *Welding Journal*, 50. 1. 1971. P. 22—32.
5. Седов Л. И. Механика сплошной среды, тт. I, II. М.: Наука, 1976.
6. Уилкинс М. Л. Расчет упруго пластических течений/Сб. Вычислительные методы в гидродинамике.», М.: 1967, 384 с.

7. Баум Ф. А., Орленко А. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва., М.: Наука, 1975, 704 с.
8. Hughes T. J. R., The Finite Element Method. New Jersey, 1987, 803 p.
9. Kanto Y, Yagawa G, 'A dynamic contact buckling analysis by the penalty finite element method', *Int. j. num. methods engng.*, 29, 4, 1990, 755—774 p.
10. Penalty—Finite Elements Methods in Mechanics', ASNE, AMD-51, 1982.
11. Дэннис Дж., мл., Шнабель Р. Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных систем уравнений. М.: Мир, 1987, 440 с.
12. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. М.: Мир, 1985, 509 с.
13. Могилев В. А., Иванов А. Г., Фатеев Ю. А. и др. Реакция тонкостенных труб на внутреннее взрывное локальное нагружение. I., *Физика горения и взрыва* 17, 2, 1981, с. 123—126.
14. Могилев В. А., Иванов А. Г., Фатеев Ю. А. Реакция тонкостенных труб на внутреннее взрывное локальное нагружение // *Физика горения и взрыва* 17, 3, 1981, с. 143—146.
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: 1988, 701 с.
16. Соловьев В. С., Андреев С. Г., Аттенков А. В. и др. Метание и нагружение пластин продуктами взрыва при реализации недосжатых детонационных режимов // *Физика горения и взрыва* 20,2,1984.
17. Youngdahl C. 'Dynamic plastic deformation of a tube loaded over a time—dependent region', *Int. J. Impact Engng* 9, 1, 1990, 71—88.

Москва

Поступила в редакцию
20.IV.1992