

9. А. Г. Куликовский, Ф. А. Слободкина. ПММ, 1967, 31, 4, 593.
10. В. А. Левин, В. В. Марков. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
11. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1978, 14, 4, 73.
12. Н. М. Кузнецов, В. А. Копотев. Докл. АН СССР, 1984, 278, 4, 861.
13. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1979, 15, 3, 142.
14. Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, 1967, 52, 1, 309.
15. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1983, 19, 4, 169.
16. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1975, 11, 1, 73.
17. П. Б. Вайнштейн. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, 2, 120.
18. А. М. Мардашев. Динамика сплошной среды. Вып. 62. Новосибирск, 1983.

О ЗАТУХАНИИ СФЕРИЧЕСКИХ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВЫСВЕЧИВАНИЯ

В. В. Шувалов

(Москва)

Рассматривается затухание сферической взрывной ударной волны (УВ) в условиях сильного высвечивания. Численно исследовано асимптотическое поведение решения при различных отношениях потока излучения к гидродинамическому потоку энергии.

В работе [1] исследована задача о сферическом взрыве с интенсивным излучением и показано, что в предельном случае очень сильно высвечивающей УВ, когда плотность q_0 потока испускаемого излучения близка к плотности гидродинамического потока энергии $q_h - \frac{1}{2} \rho_0 D u_s^2$ и температура ударно-сжатого газа $T_1 \ll T_s$ (величина T_s определена по адиабате Гюгонио), закон затухания волны сильно отличается от известного решения для точечного взрыва без учета излучения [2]. Вместо закона $D \sim r_s^{-3,2}$ в [1] получено более быстрое затухание: $D \sim r_s^{-\alpha}$ (ρ — плотность газа перед ударным фронтом; D — скорость волны; u_s — скорость газа за фронтом; r_s — координата фронта).

В [3—4] рассматривалась аналогичная задача о распространении сферической ударной волны в холодном идеальном газе с показателем адиабаты γ при следующих условиях на ударном фронте:

$$\rho_1 = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1}, \quad p_1 = \frac{\gamma_1 + 1}{2} u_1^2, \quad e_1 = \frac{1}{2} \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma - 1} u_1^2.$$

Здесь p — давление газа; γ — параметр, характеризующий роль излучения.

При $\gamma_1 = \gamma$ задача переходит в известную о точечном взрыве без излучения [2], если $1 < \gamma_1 < \gamma$, $q_0 = \left(1 - \frac{\gamma - \gamma_1}{\gamma - 1}\right) \frac{1}{2} \rho_0 D u_1^2$. Случай $\gamma_1 = 1$ соответствует задаче, рассмотренной в [1]. Однако законы затухания, полученные в [3—4], отличаются от найденных в [1] не только количественно, но и качественно: в [3—4] показатель степени α в законе затухания $D \sim r_s^{-\alpha}$ зависит от γ : $D \sim r_s^{-\frac{3}{2}\gamma}$ при $\gamma_1 = 1$. В работе [4] численно рассматривается выход на автомодельную стадию. Приведенные там данные для $\gamma = 1,9$, $\gamma_1 = 1,1$ (сильное высвечивание) хорошо совпадают с результатами [3]. Однако при $\gamma = 1,9$ полученные величины близки и к [1], поскольку при $\gamma = 2$ в [1 и 3—4] значения α одинаковы. Поэтому расчеты [4] не дают основания для предпочтения одной из моделей [1] или [3].

Для прояснения этого вопроса проведены аналогичные расчеты для различных γ и γ_1 по разностной, полностью консервативной, абсолютно устойчивой численной схеме с поставленным фронтом (типа описанной в [5]). Для контроля точности программы повторены варианты для

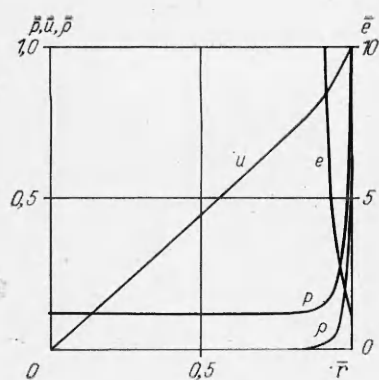


Рис. 1.

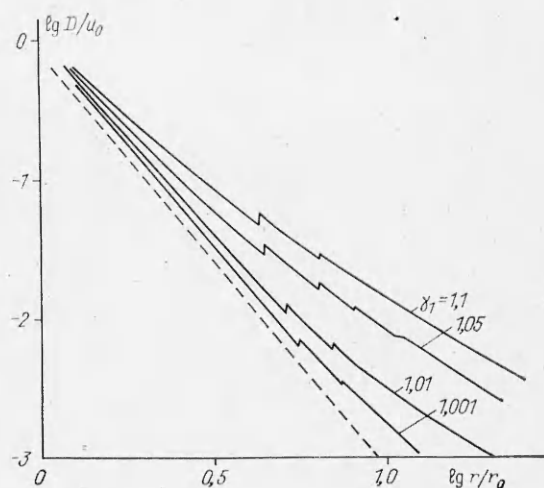


Рис. 2.

$\gamma = 1,9$ при $\gamma_1 = 1,9$ и $\gamma_1 = 1,1$. Результаты совпали соответственно с данными [2] и [4].

Более интересен случай $\gamma = 1,1$, когда при $\gamma_1 \rightarrow 1$, согласно [1], $\alpha = -3$, а по [3–4] $\alpha = 1,65$, т. е. различие велико. Начальные данные для расчетов выбирались в следующем виде: при $r \leq r_0$, $m \leq m_0$

$$u = u_0 \frac{r}{r_0}, \quad \rho = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\beta, \quad e = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma - 1} \frac{u_0^2}{2},$$

при $r > r_0$, $m > m_0$

$$u = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad e = 0,$$

где $m_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_0$; $\beta = 3 \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - 3$; энергия взрыва задана в виде кинетической энергии.

На рис. 1 приведены распределения скорости $\bar{u} = u/u_1$, давления $\bar{p} = p/p_1$, плотности $\bar{\rho} = \rho/\rho_1$ и внутренней энергии $\bar{e} = e/e_1$ по радиусу $\bar{r} = r/r_s$ для варианта $\gamma = 1,9$, $\gamma_1 = 1,1$ на автомодельной стадии.

Обращает на себя внимание распределение $\bar{e}$. На фронте $e = e_1 \ll \frac{u_1^2}{2}$, но в центре симметрии $e \rightarrow \infty$ и $E_T = \int e dm$ не мала, а составляет конечную часть ($\sim 90\%$) от полной энергии в каждый момент времени. Отсюда видно принципиальное различие между решениями [1] и [3]. В первом случае $e(r) = 0$ и $E_T = 0$, во втором $E_T \neq 0$ и $e(0) \rightarrow \infty$ даже при $\gamma_1 \rightarrow 1$. Поэтому можно ожидать, что тогда, когда начальная энергия задана в виде кинетической, закон затухания ударной волны в течение достаточно большого интервала времени (пока $e(0) \ll \frac{1}{2} u_1^2(t)$) будет близок к полученному в [1], предельное же решение будет совпадать с [3]. Возникает, однако, вопрос о времени выхода на решение [3].

На рис. 2 приведены полученные в расчетах зависимости $D(r_s)$ при $\gamma = 1,1$ для различных γ_1 . Видно, что при $\gamma_1 \rightarrow 1$ решение в течение очень долгого времени близко к полученному в [1] (штриховая линия) и только при больших временах совпадает с [3]. Так, если $\gamma_1 = 1,01$ (что соответствует $q_0 = 0,9 q_k$), решение [3] справедливо лишь при $r_s/r_0 > 10$ или $m_s/m_0 > 10^3$, т. е. когда вся энергия уже высветилась и волна затухла. Даже при $\gamma_1 = \gamma$ решение вначале отличается от работы [2]. Об этом упоминалось в [6], где показано, что если начальная энергия взрыва задана в виде кинетической, то некоторое время решение совпадает с решением задачи о коротком ударе [7] и лишь затем происходит выход на [2]. Скачки на кривых рис. 2 соответствуют моментам

когда основную УВ догоняют волны, отраженные от центра симметрии.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что при любых значениях γ и $\gamma_1 \neq 1$ решение в конце концов выходит на автомодельное [3]. Однако при увеличении потерь энергии на излучение, т. е. при $\gamma_1 \rightarrow 1$, время выхода на это решение становится бесконечно большим. Поэтому в реальных ситуациях, когда УВ сильно высвечивает, затухание волны за время основного выделения лучистой энергии происходит согласно выражению [4]: $D \sim r_s^{-\nu}$, где $\nu = 1, 2$ и 3 для плоского, цилиндрического и сферического случаев.

Поступила в редакцию 24/XII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Немчинов, И. А. Трубецкая, В. В. Шувалов. Докл. АН СССР, 276, 4, 858.
2. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981.
3. Г. И. Баренблатт. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. М.: Гидрометеиздат, 1978.
4. В. А. Андрущенко, Г. И. Баренблатт, Л. А. Чудов. — В кн.: Успехи механики деформируемых сред. М.: Наука, 1975.
5. Ю. П. Попов, А. А. Самарский. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
6. А. И. Державина. ПММ, 1976, 40, 1, 185.
7. Я. Б. Зельдович. Акуст. ж., 1956, 2, 1, 28.

О РАЗЛИЧИИ УДАРНОГО И ТЕРМИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

В. Ф. Сазонов, А. С. Шмаков, В. К. Коробов, С. С. Бацанов
(Менделеево)

Широкое распространение ударных методов упрочнения металлов ставит естественный вопрос — каковы особенности этого приема по сравнению с обычной термической закалкой и каковы области его применения. Хотя общий механизм упрочнения под действием динамических нагрузок известен [1—3], строгого сопоставления механических свойств металлов, прошедших различные виды обработки, по нашему мнению, не проводилось.

В большинстве случаев о прочности металлов судили по измерениям твердости (см., например, [1]) или по определению усилия на разрыв на образцах, вырезанных из металлических стержней, подвергнутых ударной обработке. Поскольку измерение твердости дает неполную информацию, а обработка упрочненного металла на металлорежущем станке приводит к искажению его характеристик вследствие удаления поверхностного слоя и разогрева изделия, полученные результаты не отражают истинного положения дел.

Цель настоящего исследования — сравнительное изучение ударного и термического упрочнения сталей 30ХГСА, 50ХФА, 60С2. Исследуемые образцы готовили в виде, пригодном для испытания на разрывной машине, и после ударной или термической обработки никаким механическим операциям не подвергали. Для предотвращения возможного искривления или разрушения рабочую часть образца («шейку») заливали гошким слоем свинца (1,5 мм толщиной), который после ударного нагружения удаляли без всякого воздействия на изделие. Полученный таким образом гладкий цилиндрический образец подвергали ударному воздействию в цилиндрической ампуле сохранения. Термическую обработку проводили по стандартному режиму, рекомендуемому в соответствии с маркой стали. Результаты механических испытаний ударно- и термически-упроч-