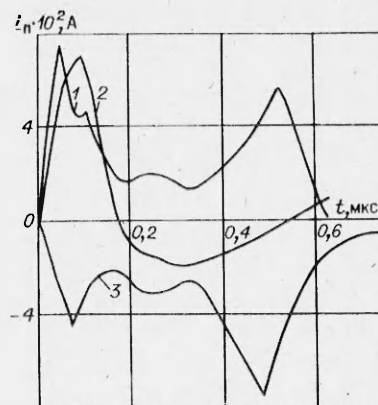


Рис. 5. Ток ударной поляризации в системах ЦТС-19 — Ф-42.

Наполнитель, %: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 80; p , ГПа: 1 — 12, 2 — 14, 3 — 16.



что i_n в смесевых композиционных материалах складывается из соответствующих откликов от наполнителя и связующего. Однако ток ударной поляризации как в ЦТС-19 [16], так и в полимере Ф-42 [20] имеет одинаковую полярность. В связи с этим вопрос о природе ударной поляризации в данных смесевых системах остается открытым.

Итак, в работе определены электрические и энергетические характеристики (i , Q , ω) ударно-сжатых смесевых образцов в зависимости от содержания керамики. Показано, что максимальная реализованная в нагрузке энергия составляет 10% от соответствующего значения в чистой керамике ЦТС-19. По-видимому, причина значительного снижения энергетических характеристик пьезоконкомпозитов по сравнению с керамикой заключается в недостаточной поляризованности исследованных материалов.

Поступила в редакцию 13/II 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Graham, F. W. Neilson, W. B. Benedick. J. Appl. Phys., 1965, 36, 5, 1775.
2. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов, Г. Я. Карпенко. ФГВ, 1978, 14, 4, 115.
3. P. L. Stanton, R. A. Graham. Ferroelectrics, 1983, 49, 177.
4. F. Bauer, V. Vollrath. Ferroelectrics, 1976, 12, 153.
5. R. E. Newnham, D. P. Skinner, K. A. Klier e. a. Ferroelectrics, 1980, 27, 49.
6. Е. Г. Андрианов, В. В. Климов, Р. Г. Стец и др. — В кн.: Получение и исследование материалов для электронной техники. М., 1982.
7. A. Safari, R. E. Newnham, L. E. Cross e. a. Ferroelectrics, 1982, 41, 197.
8. T. Yamada, T. Veda, T. Kitayama. J. Appl. Phys., 1982, 53, 6, 4328.
9. Z. Yong-Qin, H. Ywan-Guana, X. Qi-Chang. Ferroelectrics, 1983, 49, 241.
10. J. Mendida, B. Jimenez. Ferroelectrics, 1984, 53, 159.
11. В. М. Петров, Г. А. Луцейкин. — В кн.: Актуальные проблемы получения и применения сегнето- и пьезоэлектрических материалов. Тез. докл. Ч. II. М., 1984.
12. Р. Г. Стец, Е. Г. Андрианов, Т. Т. Еремеева и др. — В кн.: Химия и технология материалов для новой техники. М., 1980.
13. С. С. Набатов, В. В. Якушев. Проблемы прочности, 1975, 3, 101.
14. В. В. Якушев, А. П. Дремин, С. С. Набатов и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 132.
15. Л. В. Алытшулер, К. К. Крушиков, М. П. Бражник. ЖЭТФ, 1958, 34, 4, 886.
16. Е. З. Новицкий, Е. С. Тюнькин, В. П. Минеев и др. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
17. W. J. Halpin. J. Appl. Phys., 1966, 37, 153.
18. W. Mock, Jr., W. H. Holt. J. Appl. Phys., 1979, 50, 4, 2740.
19. В. П. Минеев, А. Г. Иванов. УФН, 1976, 119, 1, 75.
20. А. Г. Антипенко, А. П. Дремин, А. П. Курто и др. Докл. АН СССР, 1984, 276, 2, 389.

УСЛОВИЯ СТАЦИОНАРНОСТИ ОДНОМЕРНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

А. М. Мардашев
(Новосибирск)

Теория идеальной и неидеальной детонации представляет процесс в одномерном приближении как распространение самоподдерживающейся ударной волны (УВ) в реагирующей среде [1—3]. Эффекты механического и теплового взаимодействия со стенками трубы, бокового разлета

продуктов детонации и другие описываются внешними воздействиями квазиодномерного потока, развивающимися вслед за ударным сжатием вещества. Использование качественных особенностей течения позволяет в рамках конкретных математических моделей формулировать условия, необходимые для отбора скорости стационарной ударной волны. Однако предложенные до настоящего времени необходимые условия стационарности не являются универсальными, пригодными также для частично равновесных моделей [3] в условиях неидеальности процесса и учитывающими устойчивый характер течения в детонационной волне. В данном исследовании на основе уравнений релаксационной газодинамики получено обобщенное условие непрерывности стационарного трансзвукового течения за фронтом самоподдерживающейся УВ. Из этого условия и условия устойчивости течения в окрестности точки перехода через скорость звука выводятся известные в одномерной теории детонации критерии стационарности.

Рассмотрим одномерное течение невязкого, нетеплопроводного газа с релаксационными физико-химическими процессами [4]. Считая, что часть процессов протекает равновесным образом в соответствии с функциональными соотношениями равновесия, а газовый поток подвержен внешним воздействиям [5], выпишем исходную систему уравнений:

$$\begin{aligned} d\rho/dt + \rho \partial u / \partial x &= f_1, \\ du/dt + (1/\rho) \partial p / \partial x &= f_2, \\ de/dt + (p/\rho) \partial u / \partial x &= f_3, \\ d\lambda_i/dt &= q_i(\rho, T, \bar{\lambda}), \quad i = 1, \dots, k, \\ q_j(\rho, T, \bar{\lambda}) &= 0, \quad j = k+1, \dots, n, \\ e &= f(\rho, T, \bar{\lambda}), \quad p = g(\rho, T, \bar{\lambda}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ , u , p — плотность, скорость и давление; e — полная внутренняя энергия; T — температура; $\bar{\lambda} = (\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ — вектор релаксационных параметров, первые k компонентов которого неравновесные, а остальные равновесные; f_1, f_2, f_3 — непрерывные функции зависимых и независимых переменных, соответствующие внешним воздействиям; q_i — кинетические функции, непрерывно зависящие от своих аргументов; q_j, f, g — непрерывно дифференцируемые функции своих аргументов; $d/dt = \partial/\partial t + u \partial/\partial x$ — оператор полной производной.

Система (1) при следующих ниже предположениях преобразуется к гиперболической системе дифференциальных уравнений с одной контактной и двумя звуковыми характеристиками относительно термодинамической частично равновесной скорости звука [6]

$$a^2 = (dp/d\rho)_{\lambda_i, W_j=0, S}, \quad W_j = \partial S / \partial \lambda_j,$$

где замораживаются неравновесные параметры λ_i и энтропия S . С использованием обобщенного соотношения Гиббса для открытых термодинамических систем [7] введенная скорость звука выражается в терминах математической модели

$$a^2 = (p/\rho^2 - \psi_1)/\psi_2, \quad \psi_1 = (de/d\rho)_{p, \lambda_i}, \quad \psi_2 = (de/dp)_{p, \lambda_i}.$$

Функции ψ_1 и ψ_2 определяются однозначно из уравнения энергии с привлечением термического уравнения состояния и функциональных кинетических соотношений, если

$$\frac{\partial (g, q_{k+1}, \dots, q_n)}{\partial (T, \lambda_{k+1}, \dots, \lambda_n)} \neq 0.$$

Предполагается также, что $p/\rho^2 > \psi_1$, $\psi_2 > 0$. Тогда дифференциальное следствие исходной системы состоит из $(n+3)$ квазилинейных диф-

дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned}
 d\rho/dt + \rho \partial u / \partial x &= f_1, \\
 du/dt + (1/\rho) \partial p / \partial x &= f_2, \\
 dp/dt + \rho a^2 \partial u / \partial x &= \tilde{f}_3, \\
 d\lambda_i/dt &= q_i, \quad i = 1, \dots, k, \\
 d\lambda_j/dt + \rho G_j \partial u / \partial x &= \tilde{q}_j, \quad j = k+1, \dots, n, \\
 \tilde{f}_3 &= (f_3 - \psi_1 f_1 - L)/\psi_2, \\
 \tilde{q}_j &= \varphi_{1j} f_1 + \varphi_{2j} \tilde{f}_3 + L_j, \\
 G_j &= \varphi_{1j} + a^2 \varphi_{2j}, \\
 \varphi_{1j} &= (d\lambda_j/d\rho)_{p, \lambda_i}, \quad \varphi_{2j} = (d\lambda_j/dp)_{p, \lambda_i}, \\
 L &= (de/dt)_{p, \rho}, \quad L_j = (d\lambda_j/dt)_{p, \rho}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Формально к виду (2) приводятся также некоторые модельные уравнения динамики многофазных сред. Заметим, что L со знаком минус имеет смысл Q_{pv} [8] — тепловыделения при постоянных p и $v = 1/\rho$ в условиях неполной релаксации, принятых в данной модели.

Остановимся на особенностях стационарных течений, связанных с переходом через скорость звука. В дальнейшем считаем, что f_1 , f_2 и f_3 явно от времени не зависят. При стационарности система (2) представима в виде уравнений обращения воздействий [5]

$$\begin{aligned}
 (1 - M^2) d\rho/dx &= (1 - M^2) f_1/u - F/ua^2, \\
 (1 - M^2) du/dx &= F/\rho a^2, \\
 (1 - M^2) dp/dx &= (1 - M^2) f_2/\rho u - Fu/a^2, \\
 d\lambda_i/dx &= q_i/u, \quad i = 1, \dots, k, \\
 (1 - M^2) d\lambda_j/dx &= (1 - M^2) \tilde{q}_j/u - FG_j/ua^2, \quad j = k+1, \dots, n, \\
 M &= u/a, \quad F = \tilde{f}_3 - \rho u f_2,
 \end{aligned} \tag{3}$$

откуда непосредственно следует, что все критические точки совпадают с особыми, и для решений с непрерывным переходом через скорость звука выполняется условие

$$M = 1, \quad F = 0. \tag{4}$$

Кроме того, в реальных течениях всегда возникают локальные изменения газодинамических параметров. Эти случайные возмущения, перемещаясь вниз по потоку, могут развиваться и приводить к нестационарности процесса. Поэтому установившиеся течения обладают свойством устойчивости относительно малых возмущений. Ввиду неизученности в полном объеме поведения малых возмущений стационарных решений достаточно произвольных одномерных систем уравнений в частных производных воспользуемся результатами для окрестности критических точек [9]. Существование и устойчивость непрерывных решений, проходящих через критическую точку, связаны с коэффициентами α_* и β_* уравнения на собственные числа λ

$$\lambda^2 - \alpha_* \lambda - \beta_* = 0, \quad \lambda = (dc/dx)_*, \quad c = u - a,$$

которое вытекает из закона обращения воздействий при его линеаризации. Звездочкой отмечаются величины, вычисляемые по параметрам течения в критической точке. При наличии действительных корней по собственным числам определяются собственные направления

$$c = \lambda_{1,2} (x - x_*).$$

Согласно [9], устойчивые решения имеют два собственных направления при особенности типа седла ($\beta_* > 0$), одно из которых соответствует

переходу от дозвукового к сверхзвуковому течению. Исследование поведения нестационарных возмущений на фазовой плоскости x, c показывает, что для вырожденного седла ($\beta_* = 0$) устойчивый переход осуществляется при единственном собственном направлении $c = \alpha_*(x - x_*)$.

Распространение стационарных самоподдерживающихся ударных волн обусловлено трапезовым и устойчивым характером установившегося в сопутствующей системе координат течения за ее фронтом. В решении задачи Коши для (3) в принципе возможны несколько последовательных переходов через скорость звука. Непосредственно за фронтом УВ располагается дозвуковая зона. Если ее протяженность конечна, то за первой критической точкой сверхзвуковое решение продолжается или неограниченно вниз по потоку, или до первого скачка уплотнения. Последний возникает при переходе к дозвуковому течению, так как непрерывный устойчивый переход через вторую критическую точку при заданной скорости УВ маловероятен. В стационарное решение входит следующая за скачком уплотнения дозвуковая зона и т. д. Присоединение нестационарной волны разрежения к такому решению допускается лишь в критических точках посредством слабого разрыва.

Таким образом, стационарность ударных волн требует выполнения условий (4) и $\beta_* \geq 0$ во всех критических (особых) точках установившегося течения. При $\beta_* = 0$ также $\alpha_* \geq 0$. Условие (4) в первой критической точке служит критерием отбора скорости волны, а в последующих — для определения местоположения соответствующих скачков уплотнения.

Предложенные условия стационарности применимы к течениям однородных и гетерогенных сред, описываемых системой уравнений типа (1) или (2). Отметим важные следствия одномерной теории в применении к детонации однородных сред.

Условие (4) есть аналог условия Чепмена — Жуге, позволяющий отбирать детонационные режимы с непрерывным переходом через скорость звука в некоторой точке (Чепмена — Жуге) за ударным фронтом. Выражения для скорости звука показывают ее зависимость от уравнений состояния и характера релаксационных процессов выбранной модели. Если все процессы моделируются как равновесные, то a равняется равновесной скорости звука a_e . Наоборот, при наличии только неравновесной кинетики получается замороженная скорость звука a_f . Для промежуточных моделей, как правило, $a_e < a < a_f$. Классическая модель (1) — одно из исключений, когда в конце зоны реакций $a = a_e - a_f$.

Очевидно, также, что тепловыделение Q_{pv} выражает приток (отток) тепла за счет неравновесных процессов релаксации, в том числе и химических превращений. При отсутствии в модели неравновесных параметров релаксации $Q_{pv} = 0$.

Целесообразно ввести обозначение для внешнего потока энергии

$$W = -\psi_1 f_1 - \rho u \psi_2 f_2 + f_3,$$

который в соответствии с [4] можно трактовать как тепловыделение за счет внешних воздействий. Тогда (4) представляется в виде

$$u = a, \quad Q_{pv} + W = 0, \quad (5)$$

т. е. в точке Чепмена — Жуге суммарное «тепловыделение» равно нулю — результат, полученный ранее при тех или иных модельных ограничениях.

В идеальном детонационном процессе ($f_1 = f_2 = f_3 = 0$) состояние в частице потока меняется таким образом, что изображающая точка на $p - v$ -диаграмме перемещается по прямой Михельсона и достигает состояния Чепмена — Жуге при $Q_{pv} = 0$ ($W = 0$). Здесь прямая Михельсона касается своей равновесно замороженной адиабаты (см. [3]), идентичной с равновесной детонационной адиабатой в рамках равновесных моделей. Релаксационные процессы в этом состоянии могут полностью завершиться, тогда точка Чепмена — Жуге лежит на слабой ветви равновесной адиабаты. Если к тому же $a = a_e$, то имеем нормальный режим с мини-

мально допустимой относительно адиабаты конечных продуктов детонации скоростью распространения волны. Другие самоподдерживающиеся режимы детонации осуществляются при незавершенности процессов релаксации в состоянии Чепмена — Жуге. Примеры недосжатых режимов приведены в [2, 12]. Варианты с последующими скачками уплотнения неизвестны. При монотонном тепловыделении (закономерном Q_{pv}) детонационные режимы неоднозначны [14].

Заметим, что соотношения на ударном фронте включают условия на релаксационные параметры. Равновесные параметры в отличие от неравновесных подчиняются кинетическим уравнениям равновесия, поэтому для равновесных моделей ударная адиабата совпадает с равновесной детонационной. Начальное состояние скачком переходит в состояние на адиабате, и дальнейшее изменение параметров потока, как это видно из (3), не происходит, поскольку $Q_{pv} = 0$.

Рассмотрение моделей идеальной и неидеальной детонации частного вида [1, 10—13, 15—18] позволяет убедиться не только в общности и конструктивности настоящих условий стационарности, но и получить ряд новых результатов. Приведем некоторые из них.

Расчет нестационарных одномерных течений, возникающих при концентрированном подводе энергии, в [10] проводился по модели горючей смеси газов с одним неравновесным параметром релаксации

$$\begin{aligned} f_1 &= f_2 = f_3 = 0, \\ e &= p/[(\gamma - 1)\rho] + \beta Q, \quad p = \rho RT/\mu, \\ d\beta/dt &= p_2 \exp(-E_2/RT)[-K_2\beta^2 + K_3(1 - \beta)^2 \exp(-\mu Q/RT)], \end{aligned}$$

где γ , E_2 , K_2 , K_3 , μ , Q , R — положительные константы. Из условия (5) следует, что скорость звука ($a^2 = \gamma p/\rho$) достигается на равновесной адиабате, не совпадающей ни с одной из замороженных адиабат. На равновесной адиабате β — строго положительная функция температуры:

$$\beta = 1/[1 + \sqrt{(K_2/K_3) \exp(\mu Q/RT)}] > 0,$$

т. е. к моменту достижения состояния Чепмена — Жуге химическая энергия полностью не выделяется ($\beta \neq 0$). Кроме того, коэффициенты уравнения на собственные числа показывают неустойчивость перехода через скорость звука при особенности типа вырожденного седла

$$\alpha_* = -(K_2/2\gamma)[(\gamma - 1)\rho\beta Q]^2 \exp(-E_2/RT) < 0, \quad \beta_* = 0,$$

что, вероятно, объясняет факт получения в [10] нестационарного пульсирующего характера процесса со средней скоростью распространения, меньшей скорости нормальной детонации с полным выделением химической энергии.

Уравнения релаксирующего газа [12] записываются в исходной форме (1) без внешних воздействий с тремя неравновесными параметрами релаксации

$$\begin{aligned} e &= \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} + E + Q(1 - \omega), \\ \frac{dE}{dt} &= \frac{(\nu p/\rho - E)}{\tau_R}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{\omega'(\sigma)}{\tau_Q}, \\ \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{1}{\tau_Q}, \end{aligned}$$

где ω — монотонная неотрицательная функция одного аргумента; γ , Q , ν , τ_R , τ_Q — положительные константы. Здесь и в дальнейшем штрихами обозначаем производные по аргументу. Предполагается, что с завершением химических реакций $\omega = 1$, $\omega' = \omega'' = 0$. Специализация закона

обращения воздействий (3) дает уравнение

$$(a^2 - u^2) du/dx = (\gamma - 1) Q_{pv},$$

где $a = a_f = \gamma p/\rho$; $Q_{pv} = -dE/dt + Qd\omega/dt$. Линеаризуя его в окрестности критической точки, приходим к уравнению на собственные числа с коэффициентами

$$\alpha_* = -v(\gamma - 1)^2/2\gamma\tau_R, \quad \beta_* = -(\gamma^2 - 1)Q(\omega'\tau_Q/\tau_R + \omega'')/4u^2\tau_Q^2,$$

откуда вытекает необходимое условие устойчивости недосжатых режимов детонации:

$$\omega'\tau_Q/\tau_R + \omega'' < 0.$$

Как и в предыдущем примере, режим с точкой Чепмена — Жуге на равновесной адиабате, который, согласно [12], имеет место при определенном соотношении времен релаксации τ_Q и τ_R неустойчив, так как $\alpha_* < 0$, $\beta_* = 0$.

При моделировании детонации удлиненных зарядов ВВ и другого рода неидеальных детонационных процессов учитываются изменения поперечного сечения рассматриваемого одномерного потока и подвод к нему дополнительной массы газа [15—18]. Под внутренней энергией такого потока с текущим значением химической энергии H и среднеквадратичной скоростью поперечного движения v нужно понимать сумму

$$e = p/[(\gamma - 1)\rho] + H + v^2/2,$$

где γ — переменная величина, зависящая от массовых концентраций, молекулярных весов и теплоемкостей отдельных газовых компонентов. Пусть S — площадь поперечного сечения потока, J — интенсивность вдува подводимой массы газа с энтальпией h_i , продольной и поперечной скоростями u_i и v_i , являющимися функциями координаты x . Полагая, что γ , H , v — неравновесные параметры с известными кинетическими уравнениями, находим

$$\begin{aligned} a^2 &= \gamma p/\rho, \quad Q_{pv} = u\{\gamma'p/[(\gamma - 1)^2\rho] - v'v - H'\}, \\ W &= \{(\gamma + 1)u^2/[2(\gamma - 1)] - \gamma u u_i/(\gamma - 1) + h_i - v^2/2 - H\}J/\rho S - \\ &\quad - \gamma u p S'/[(\gamma - 1)\rho S]. \end{aligned} \quad (6)$$

Оказывается, что для неидеальной детонации с импульсным воздействием ($J \equiv 0$, $v \equiv 0$) условие (5) с выражениями (6) эквивалентно критерию, полученному в [15] другим путем. Имеется также согласование с выводами работ по двухслойной детонации [16, 17]. Данное условие стационарности с учетом поперечного движения не выводится из известных законов обращения воздействий, оно обосновывает правило отбора детонационных режимов, использованное автором при расчете двухслойной детонации [18].

Конечно, настоящим исследованием не исчерпываются все положительные моменты сформулированных в работе условий стационарности. Можно надеяться, что их применение к детонации гетерогенных сред также будет полезным.

Поступила в редакцию 24/X 1984,
после доработки — 30/IV 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. W. F. Eickett, W. C. Davis. Detonation. University of California Press, 1979.
3. В. В. Митрофанов. Теория детонации. Новосибирск: НГУ, 1982.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
5. Л. А. Вулис. Термодинамика газовых потоков. М.—Л., 1950.
6. L. G. Napolitano. Archiwum Mechaniki Stosowanej, 1964, 16, 2, 371.
7. Р. Хаазе. Термодинамика необратимых процессов. М.: Мир, 1967.
8. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.

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:

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

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