

$\beta^2 \approx 10^{-2}$ град⁻¹, $(T_s - T_0) \approx 10^3 K$ можно получить, что отличие стационарной и нестационарной скоростей горения в исследуемом диапазоне давлений должно иметь порядок 10^{-2} . Эта разница, естественно, не может быть обнаружена экспериментально.

Простота аналитических выражений для скорости горения в предложенном дифференциальном методе позволяет легко автоматизировать обработку первичной экспериментальной информации путем применения аналого-цифровых преобразователей и ЭВМ средней мощности.

*Поступила в редакцию
16/V 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М., Оборонгиз, 1962.
2. И. П. Граве. Внутренняя баллистика. Пиростатика. М., Изд. Артакадемии, 1938.
3. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. ЖФХ, 1963, 37, 150.
4. E. Haueseler, W. Diehe. Explosivstoffe, 1970, 11/12, 241.
5. А. П. Глазкова. Катализ горения взрывчатых веществ. М., «Наука», 1976.
6. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
7. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3, 126.

ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВЗРЫВА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

Ю. А. Медведев, В. Д. Хохлов

(Москва)

Задача о взрыве в разреженном газе рассматривалась в работах [1—6] на основе модели «снегоочистителя», предложенной в [1]. В [1] считается, что при взрыве в разреженном газе могут быть реализованы условия, в которых, с одной стороны, средняя длина свободного пробега молекул расширяющегося газа в окружающем газе много больше размеров области, охваченной движением, с другой — средняя длина свободного пробега молекул в охваченной движением области много меньше размеров этой области. В модели «снегоочистителя» [1] предполагается, что в этих условиях газодинамическое движение при взрыве в разреженном газе может быть описано уравнениями механики сплошных сред с объемными источниками массы. Проведенный в [6] анализ автомодельных решений [1—6] показал, что модель «снегоочистителя» приводит к нефизическому распределению давления в области взрыва. Отмечается также, что уравнения движения [1], в которые не входят молекулярно-кинетические параметры газа, по существу не позволяют продвинуться в область низких давлений.

Вообще говоря, газодинамическое давление при взрыве в разреженном газе описывается нестационарным кинетическим уравнением, решение которого в широкой области изменения числа Кнудсена представляет значительные трудности. Имеющиеся решения кинетического уравнения относятся к узкой области изменения числа Кнудсена. Например, в [7] получено решение, описывающее бесстолкновительное расширение газового облака в окружающий газ.

Молекулярно-кинетические эффекты на ранних стадиях взрыва в разреженном газе рассматривались в работах [8, 9]. На ранних стадиях средняя длина свободного пробега молекул в продуктах взрыва много меньше радиуса продуктов взрыва. Поэтому в области взрыва можно выделить внутреннюю область, движение в которой описывается уравнениями механики сплошных сред, и внешнюю область, в которой существенны молекулярно-кинетические эффекты. При этом на ранних стадиях скорость газодинамического расширения продуктов взрыва существенно выше скорости увеличения радиуса продуктов взрыва за счет диффузии, так как скорость диффузионного расширения не превышает тепловой скорости молекул на внешней (сравнительно холодной по отношению к центральной области) границе продуктов взрыва. В [8] для описания газодинамического движения во внутренней области взрыва без учета диффузионных эффектов использовались результаты численных расчетов параметров газодинамического движения продуктов взрыва в воздухе нормальной плотности, в [9] использовались известные для частного случая экспериментальные данные.

На ранних стадиях взрыва в разреженном газе газодинамическое движение продуктов взрыва близко к движению, возникающему при разлете газового шара в пустоту. В настоящей работе рассматривается физическая модель образования ударной волны при взрыве в разреженном газе без учета диффузионных эффектов, опирающаяся на результаты решения задачи о разлете газового шара в пустоту. При этом в количественном анализе, как и в [8, 9], для приближенного определения начальных параметров ударной волны взрыва используются физические величины, усредненные по области, занимаемой продуктами взрыва.

1. Пусть в сферическом заряде массой M_0 и радиусом r_0 в момент времени $t=0$ мгновенно выделяется энергия E_0 , при этом в начальный момент времени она полностью сосредоточена в тепловой энергии продуктов взрыва. Будем считать, что продукты взрыва окружены невесомой непроницаемой оболочкой, действующей на окружающий газ как поршень. Определим параметры ударной волны взрыва в зависимости от плотности окружающего газа ρ_1 .

Начальный радиус ударной волны R (расстояние, пройденное продуктами взрыва к моменту образования ударной волны) определяется из условия, что масса газа, вытесненная поршнем к моменту образования ударной волны, равна приращению массы газа в объеме, занятом фронтом ударной волны [8]. Соответствующее этому условию уравнение имеет вид

$$\frac{R\rho_1}{3} = \int_{-0,5L}^{0,5L} [\rho(x) - \rho_1] dx, \quad (1)$$

где $\rho(x)$ — распределение плотности газа во фронте ударной волны; x — координата, отсчитываемая в сторону увеличения плотности от точки, в которой $\rho = (\rho_1 + \rho_2)/2$; ρ_2 — плотность газа за фронтом ударной волны; L — толщина фронта ударной волны. Для сильных ударных волн $L = C(\gamma)l$, где l — средняя длина свободного пробега молекул в невозмущенном газе, γ — отношение удельных теплоемкостей окружающего газа, $C(\gamma)$ — функция, вычисленная в [10].

Из уравнения (1) для начального радиуса сильной ударной волны ($M \gg 1$, M — число Маха ударной волны) следует выражение [9]

$$R = 3C(\gamma)/(\gamma - 1) \cdot l = 3C(\gamma)A/(\gamma - 1)\rho_1, \quad (2)$$

где A — примерно постоянная величина, определяемая соотношением

$A = \rho_1 l$. Для воздуха $A \approx 7,8 \cdot 10^{-8}$ кг/м². Соответственно для начального радиуса слабой ударной волны имеет выражение [9]

$$R = \frac{6}{\gamma + 1} \sqrt{\frac{8}{\pi \gamma} \left[\frac{4}{3} + \frac{(\gamma - 1)(9\gamma - 5)}{4\gamma} \right]} l. \quad (3)$$

2. В явлении взрыва выделим четыре стадии. В первой стадии продукты взрыва расширяются от r_0 до радиуса $r = r_*$, при котором тепловая энергия продуктов взрыва оказывается практически полностью преобразованной в кинетическую энергию. Поскольку продукты взрыва расширяются адиабатически, их тепловая энергия E_1 изменяется в соответствии с выражением

$$E_1 = E_0 (r_0/r)^{3(\gamma_1 - 1)},$$

где γ_1 — эффективный показатель адиабаты продуктов взрыва. Видно, что при расширении продуктов взрыва до радиуса $r = r_* \approx 3r_0$ тепловая энергия продуктов взрыва становится много меньше E_0 .

При расширении продуктов взрыва до нескольких начальных радиусов заряда масса окружающего газа, вовлеченная в движение, много меньше массы заряда. Поэтому в этой стадии энергия, сообщенная окружающему газу, пренебрежимо мала, и вся выделившаяся энергия оказывается преобразованной в кинетическую энергию продуктов взрыва. Таким образом, к концу первой стадии газодинамическое движение продуктов взрыва близко к движению, которое достигается в асимптотической стадии разлета газового шара в пустоту. В этой стадии скорость внешней границы продуктов взрыва (скорость поршня) u связана со среднемассовой скоростью u_1 соотношением $u = \alpha u_1$, где α — численный коэффициент порядка единицы [11]. Например, при адиабатическом разлете газового шара в пустоту $\alpha = 2,9$ при $\gamma_1 = 5/3$ [11].

Таким образом, в конце первой стадии кинетическую энергию продуктов взрыва можно описать выражением

$$E_2 = 1/\alpha^2 \cdot M_0 u^2/2, \quad (4)$$

в котором $\alpha \sim 1$.

Во второй стадии продукты взрыва расширяются от радиуса r_* до r_{**} , при котором масса вовлеченного в движение газа становится много больше массы заряда. Величина r_{**} определяется выражением

$$r_{**} \approx 2,2 r_0 (\rho_0/\rho_1)^{1/3},$$

где ρ_0 — плотность продуктов взрыва при $t=0$. Продукты взрыва испытывают эффективное торможение, так что к концу ее почти вся кинетическая энергия продуктов взрыва оказывается преобразованной в тепловую и кинетическую энергию окружающего газа. Но кинетическая энергия продуктов взрыва в этой стадии также описывается выражением (4), в котором величина α по-прежнему порядка единицы. Это связано с тем, что в этой стадии продукты взрыва испытывают сопротивление на внешней границе, при этом среднемассовая скорость разлета стремится к скорости разлета внешней границы, т. е. $\alpha \rightarrow 1$.

В третьей стадии радиус продуктов взрыва увеличивается от r_{**} до r_{\max} . Выделившаяся энергия распределяется по возрастающей массе окружающего газа. Так как к началу этой стадии продукты взрыва уже потеряли большую часть своей кинетической энергии, то $r_{\max} \sim r_{**}$.

Четвертая стадия соответствует процессу выравнивания давлений в продуктах взрыва и в окружающем газе. Продукты взрыва совершают колебательное движение около равновесного радиуса, заключенного в пределах от r_{**} до r_{\max} . К концу четвертой стадии газодинамическое движение в области взрыва прекращается. В более поздние моменты

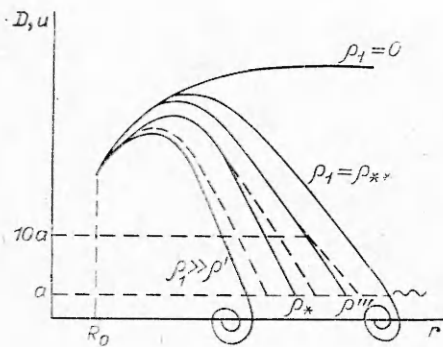


Рис. 1.

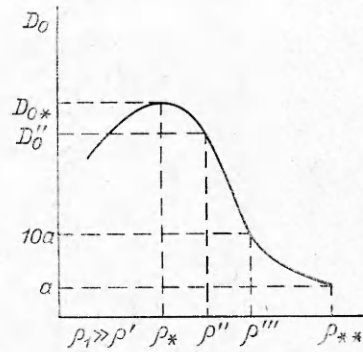


Рис. 2.

времени увеличение радиуса продуктов взрыва возможно в результате процессов межмолекулярной диффузии.

3. Рассмотрим влияние плотности окружающего газа на интенсивность формирующейся ударной волны. Из выражений (2), (3) видно, что начальный радиус ударной волны определяется только плотностью окружающего газа. Следовательно, в зависимости от величины ρ_1 процесс формирования ударной волны может завершаться в любой из рассмотренных стадий. В свою очередь от этого обстоятельства зависит начальная скорость ударной волны (или скорость внешней границы продуктов взрыва в момент образования ударной волны).

На рис. 1 показаны качественные зависимости скорости внешней границы продуктов взрыва u (сплошные кривые) и скорости ударной волны D (штриховые кривые) от расстояния до центра взрыва при различной плотности окружающего газа. Спирали, которыми заканчиваются сплошные кривые соответствуют колебаниям продуктов взрыва около равновесного радиуса. На рис. 2 изображена зависимость начальной скорости ударной волны D_0 от плотности окружающего газа (плотность в направлении оси абсцисс уменьшается).

В явлении взрыва молекулярно-кинетические эффекты начинают проявляться при $R \approx r_0$. Из выражения (2) видно, что соответствующая этому условию плотность окружающего газа ρ' определяется соотношением

$$\rho' = 3C(\gamma)A/(\gamma - 1)r_0.$$

При $\rho_1 \gg \rho'$ ударная волна формируется практически в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда. По мере преобразования тепловой энергии в кинетическую скорость ударной волны несколько возрастает, но быстро (к концу первой стадии) достигает максимальной величины и начинает уменьшаться.

При $\rho_1 \approx \rho_* < \rho'$ к моменту образования ударной волны продукты взрыва успевают расшириться до радиуса $r \approx r_*$ (начало второй стадии). Продукты взрыва при $r \approx r_*$ обладают минимальной кинетической энергией. Следовательно, при плотности окружающего газа, соответствующей условию $R \approx r_*$, начальная скорость ударной волны максимальна.

При $\rho_1 \leq \rho_*$ ударная волна образуется в середине второй стадии, когда к моменту образования ударной волны заметная часть кинетической энергии продуктов взрыва оказывается преобразованной в энергию газа во фронте ударной волны. В этом случае кинетическая энергия продуктов взрыва к моменту образования ударной волны оказывается меньше максимальной. Вместе с ней уменьшается начальная скорость ударной волны. В области максимума спад выражен сравни-

тельно слабо. Резкое уменьшение величины D_0 начинается при $\rho_1 \approx \rho'' < \rho_*$, когда на формирование ударной волны затрачивается основная часть выделившейся энергии (начало третьей стадии).

При плотности окружающего газа ρ''' начальная скорость ударной волны падает до величины $10a$, где a — скорость звука в невозмущенном газе. Таким образом, при $\rho_1 \leq \rho'''$ сильные ударные волны не образуются. Наконец, при плотности окружающего газа $\rho_1 \approx \rho_{**}$, при которой величина R становится примерно равной радиусу продуктов взрыва, расширившихся до давления окружающего газа (конец четвертой стадии), не образуется даже слабой ударной волны.

4. Зависимость $D_0(\rho_1)$ будем определять из уравнения баланса энергии в области взрыва к моменту образования ударной волны. Для сильных ударных волн кинетическая энергия газа в объеме, занятом фронтом ударной волны, равна тепловой энергии [9]. При этом энергия, сообщенная продуктами взрыва окружающему газу к моменту образования ударной волны, определяется выражением

$$W = 2/(\gamma + 1) \cdot D^2 \rho_1 \cdot 4\pi R^3/3.$$

Величина E_2 описывается выражением (4), которое справедливо до тех пор, пока продукты взрыва имеют кинетическую энергию, сравнимую с выделившейся энергией (до конца второй стадии). Однако, если ударная волна образуется в начале третьей стадии или позже, ее начальная скорость вообще не зависит от кинетической энергии продуктов взрыва в момент образования ударной волны. Это следует из того, что энергия продуктов взрыва в этом случае много меньше энергии газа во фронте ударной волны. Таким образом, баланс энергии в области взрыва к моменту образования сильной ударной волны описывается уравнением

$$E_0 = E_0 \left(\frac{r_0}{R} \right)^{3(\gamma_1 - 1)} + \frac{1}{\alpha^2} \frac{M_0 u_0^2}{2} + \frac{2}{\gamma + 1} D_0^2 \rho_1 \frac{4\pi R^3}{3}. \quad (5)$$

Используя выражение (2) и учитывая, что для сильных ударных волн $u_0 = 2D_0/(\gamma + 1)$, из уравнения (5) получим

$$D_0(\rho_1) = \frac{\gamma + 1}{2} \sqrt{\frac{2E_0}{M_0}} \left\{ \frac{1 - \left[\frac{(\gamma - 1) r_0 \rho_1}{3C(\gamma) A} \right]^{3(\gamma_1 - 1)}}{\frac{1}{\alpha^2} + \frac{3(\gamma + 1) C(\gamma) A}{(\gamma - 1) r_0 \rho_0} \left[\frac{3C(\gamma) A}{(\gamma - 1) r_0 \rho_1} \right]^2} \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Величина D_0 имеет максимум при плотности окружающего газа ρ_* , которая определяется приближенным выражением

$$\rho_* \approx \frac{3C(\gamma) A}{(\gamma - 1) r_0} \left[\frac{2\alpha^2 (\gamma + 1) C(\gamma) A}{(\gamma_1 - 1)(\gamma - 1) r_0 \rho_0} \right]^{1/(3\gamma_1 - 1)}, \quad (7)$$

которое справедливо при условии

$$\left(\frac{r_0 \rho_0}{A} \right)^{\frac{3(\gamma_1 - 1)}{3\gamma_1 - 1}} \gg \left[\frac{2(\gamma + 1) \alpha^2 C(\gamma)}{(\gamma - 1)(\gamma_1 - 1)} \right]^{\frac{3(\gamma_1 - 1)}{3\gamma_1 - 1}}. \quad (8)$$

Например, при $\gamma \geq 1,25$, $\gamma_1 \geq 1,25$ и $\alpha \leq 5$ условие (8) удовлетворяется, если $r_0 \geq 1$ см, $\rho_0 \geq 1$ г/см³.

Максимальная начальная скорость ударной волны, определяемая выражением

$$D_{0 \max} \approx \alpha (\gamma + 1) / 2 \cdot \sqrt{2E_0 / M_0},$$

примерно равна асимптотической скорости разлета внешней границы продуктов взрыва в вакуум. Можно показать, что среднее давление в

Вычисленные величины	M_0 , кг				
	10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^2
ρ'	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-6}$
H'	65	75	80	84	88
ρ_*	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$
H_*	96	103	109	116	121
ρ''	$4 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-10}$
H''	117	127	138	157	196
ρ_{**}	$2,1 \cdot 10^{-9}$	$6,6 \cdot 10^{-10}$	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^{-11}$

продуктах взрыва в момент образования ударной волны максимальной интенсивности примерно равна давлению газа за фронтом ударной волны. Это обстоятельство было использовано в работе [9] при объяснении результатов экспериментальных исследований расширения вещества, испаренного мощным лазерным импульсом в разреженном газе.

Из выражения (6) следует, что резкое уменьшение начальной скорости ударной волны начинается при плотности окружающего газа

$$\rho'' = \frac{3\alpha C(\gamma) A}{(\gamma-1)r_0} \sqrt{\frac{3(\gamma+1)C(\gamma)A}{10(\gamma-1)r_0\rho_0}} = \frac{3C(\gamma)A}{\gamma-1} \sqrt{\frac{\pi(\gamma+1)C(\gamma)A}{5E_0(\gamma-1)}}. \quad (9)$$

При $\rho_1 = \rho''$ $D_0 = 0,3D_{0\max}$, при $\rho_1 < \rho''$ начальная скорость ударной волны определяется выражением

$$D_0(\rho_1) = \frac{\gamma+1}{2} \sqrt{\frac{2E_0}{M_0}} \sqrt{\frac{1}{1+\gamma} \left[\frac{(\gamma-1)r_0\rho_0}{3C(\gamma)A} \right]^3} \cdot \rho_1. \quad (10)$$

Видно, что при $\rho_1 < \rho''$ величина D_0 не зависит от α . Выражение (10) справедливо при $D_0 \geq 10a$. Начальная скорость ударной волны падает до величины $10a$ при плотности окружающего газа

$$\rho''' = \frac{2}{\gamma+1} \frac{10a}{\sqrt{2E_0/M_0}} \sqrt{(\gamma+1) \left[\frac{3C(\gamma)A}{(\gamma-1)r_0\rho_0} \right]^3} \cdot \rho_0.$$

5. Рассмотрим взрывы зарядов конденсированных ВВ. Для конденсированных ВВ $E_0/M_0 \approx 4,2 \cdot 10^6$ Дж/кг. При скорости разлета продуктов взрыва $u = 8$ км/с [12] имеем $\alpha = 2,75$. Эффективный показатель адиабаты продуктов взрыва по мере их расширения уменьшается от $\gamma_1 = 3$ до $\gamma_1 = 1,27$ [13]. Переход от значения $\gamma_1 = 3$ к $\gamma_1 = 1,27$ осуществляется при расширении продуктов взрыва до $r \approx 1,53r_0$ [13]. Вычисления показывают, что использование при всех r постоянного значения γ_1 , равного 1,27, приводит к незначительному изменению значений введенных выше плотности воздуха.

Результаты вычислений величин ρ' , ρ_* , ρ'' (в кг/м³) и соответствующих им высот взрыва H' , H_* , H'' (в км) представлены в таблице. При вычислениях приняты следующие значения констант: $C(\gamma) = 1,4$ [10], $\rho_0 = 1,3$ г/см³ [12], $\gamma_1 = 1,27$, $\gamma = 1,25$.

В таблице представлены также значения плотности ρ_{**} , при которой ударная волна взрыва не образуется [9]. При взрыве заряда конденсированного ВВ на высоте H'' начальная скорость ударной волны равна 2,7 км/с, т. е. $\rho'' \approx \rho'''$. Это означает, что при взрыве зарядов конденсированных ВВ не возникает ситуации, в которой в момент образования сильной ударной волны энергию взрыва можно считать сосредоточенной в окружающем газе.

Рассмотрим более подробно взрыв заряда массой 1 кг на высоте $H'' = 138$ км. Начальный радиус ударной волны на этой высоте $R = 5,8 \cdot 10^3 r_0 = 330$ км. В момент образования ударной волны энергия воздуха во фронте ударной волны составляет около $0,9E_0$, остальная энергия сосредоточена в кинетической энергии продуктов взрыва. Масса газа во фронте ударной волны равна 740 г из них примерно 600 г вытеснено во фронт ударной волны продуктами взрыва.

6. Представляет интерес сравнить результаты, полученные на основе рассматриваемой физической модели, с результатами экспериментальных исследований явления формирования ударной волны, возникающей при взаимодействии мощного лазерного импульса с твердым веществом в разреженном газе [14, 15]. В условиях эксперимента [14] $E_0 = 3$ Дж, $u = 1,4$ км/с. Полагая $\gamma = 1,25$, из выражения (9) получим $p'' = 0,1$ торр, что соответствует давлению воздуха ($0,1 \div 0,2$ торр), при котором в опытах [14] обнаружено резкое уменьшение яркости свечения воздуха за фронтом ударной волны. Быстрое снижение скорости формирующейся ударной волны при $p \leq p''$ совместно с уменьшением плотности газа приводит к резкому уменьшению яркости свечения воздуха, обнаруженному в работах [14, 15].

Поступила в редакцию
3/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Stuart. Phys. Fluids, 1965, 8, 603.
2. M. N. Klein. Phys. Fluids, 1968, 11, 964.
3. L. N. Holway, Jr. Phys. Fluids, 1969, 12, 2506.
4. G. W. Stuart. Phys. Fluids, 1971, 14, 199.
5. L. N. Holway, Jr. Phys. Fluids, 1971, 14, 200.
6. H. L. Brode, J. E. Enstrom. Phys. Fluids, 1972, 15, 1913.
7. G. Bienkowski. Phys. Fluids, 1964, 7, 382.
8. G. V. Groves. J. Geophys. Res., 1963, 68, 3033.
9. Ю. А. Медведев, В. Д. Хохлов. ПМТФ, 1973, 5, 48.
10. H. M. Mott-Smith. Phys. Rev., 1951, 82, 885.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
12. К. Е. Губкин.— В кн.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970.
13. П. Чедвик, А. Кокс, Г. Гопсинс. Механика глубинных подземных взрывов. М., «Мир», 1966.
14. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков. Квантовая радиофизика. Тр. Физ. ин-та АН СССР, т. 52, 1970.
15. J. L. Robin, Y. A. Durand a. o. J. Appl. Phys., 1968, 39, 4184.

О ВРАЩАЮЩИХСЯ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

Э. И. Андрианкин, А. И. Малкин

(Москва)

Одномерные автомодельные движения ударных и детонационных волн в настоящее время достаточно хорошо изучены [1—4]. Анализировать двумерные автомодельные течения с ударными волнами трудно из-за сложности системы уравнений, зависящих от нескольких автомодельных переменных. Некоторые случаи сокращения числа автомодельных переменных приведены в [2]. Представляет интерес получить полное решение задачи типа [2] и на ее примере отметить особенности