

13. Лысак Б. П., Седых В. С., Трыков Ю. П. Определение критических границ процесса сварки взрывом // Свароч. пр-во.— 1984.— № 5.— С. 6—8.
14. Simonov V. A. Of the form of the lower boundary of explosive welding region // Xth Intern. Conf. of HERF, Yugoslavia, 1989.
15. Дерибас А. А., Пай В. В., Симонов В. А. Особенности соударения крупногабаритных пластин и дополнительные ограничения области сварки // III Междунар. симп. «Использование энергии взрыва для производства материалов с новыми свойствами», ЧССР, Марианские Лазни, 1976; Сб. докл.— Пардубице, 1976.
16. Симонов В. А. Сравнение нижних границ области сварки двух композиций на основе стали // IXth Intern. Conf. of HERF, Новосибирск, 1986; Сб. докл.— Новосибирск, 1986.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 10/1 1990

УДК 534.222.2

С. М. Фролов, Б. Е. Гельфанд

ОСЛАБЛЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОВЗВЕСЯХ

Предложен приближенный метод расчета ослабления ударной волны в газозвеси. Полученное решение позволяет оценить длину зоны установления равновесного течения за волной и проанализировать особенности распространения ударной волны в газозвеси.

Для многих практических приложений важно знать законы ослабления ударных волн (УВ) в газозвесях. Под газозвесью понимается среда, состоящая из газа с диспергированными твердыми частицами, не взаимодействующими друг с другом. Исследованию этого вопроса посвящена обширная литература. Предложены теоретические модели одномерного течения двухфазной среды газ — частицы за УВ (например, [1—7]), проведены детальные эксперименты [1, 2, 4, 5]. Теоретические модели релаксационного процесса взаимодействия УВ с газозвесью до установления равновесного течения, как правило, включают полную систему уравнений движения гетерогенной среды с дополнительными соотношениями, в той или иной мере отражающими законы межфазного взаимодействия. Ввиду сложности полной нестационарной задачи ее решение находят численными методами. В некоторых случаях (например, [6]) на основе параметрического численного исследования получены универсальные зависимости, справедливые в некотором диапазоне определяющих параметров и позволяющие приближенно рассчитать ослабление УВ до равновесной интенсивности.

В данной работе предложен альтернативный подход к расчету ослабления УВ в газозвеси, основанный на гипотезе [8]. Найденное приближенное решение позволяет оценить длину переходной зоны, на которой скорость УВ падает от исходного значения до равновесного, а также проанализировать некоторые другие особенности распространения УВ в газозвесях.

Постановка задачи. Рассмотрим эволюцию плоской УВ ступенчатого профиля после входа в облако однородной газозвеси, расположенное на участке $(0, +\infty)$. Газозвесь характеризуется массовой концентрацией n_p и средним диаметром частиц d_p с плотностью материала ρ_p^0 . Предположим, что первоначально на участке $(-\infty, 0)$ УВ двигалась с постоянной скоростью. Полагая течение одномерным [1—7], запишем основные уравнения для несущей фазы (газа)

$$\rho_t + u\rho_x + \rho u_x = 0, \quad (1)$$

$$\rho u_t + \rho u u_x + p_x = -F, \quad (2)$$

$$p_t + u p_x - a^2(\rho_t + u\rho_x) = (\gamma - 1)[F(u - u_p) - Q], \quad (3)$$

$$p = \rho RT, \quad (4)$$

где ρ — плотность; u — скорость; p — давление; a — скорость звука; T — температура; R — газовая постоянная; γ — отношение теплоемкостей; индексы t и x означают дифференцирование по времени и координате. В правых частях (2) и (3) содержатся члены, характеризующие динамическое воздействие облака частиц на поток F и теплообмен газа с частицами Q , причем на участке $(-\infty, 0)$ $F = Q = 0$. На участке $(0, +\infty)$ величина

$$F = C_D S \rho \frac{(u - u_p) |u - u_p|}{2}, \quad (5)$$

S — суммарная площадь миделева сечения частиц в единице объема облака; u_p — скорость частиц; C_D — коэффициент сопротивления для одиночной частицы. Для замыкания задачи, вообще говоря, необходимо записать соотношения для C_D , Q и u_p . Ограничимся здесь лишь констатацией этого факта, поскольку в дальнейшем для получения приближенного аналитического решения задачи будет сделан ряд упрощающих предположений относительно указанных параметров.

Начальными условиями, накладываемыми на решение системы уравнений, служат условия при входе волны в облако газозвеси:

$$t = 0, \quad -\infty < x \leq 0, \quad M = M_0, \quad \rho = \rho_0 \frac{(\gamma + 1) M^2}{(\gamma - 1) M^2 + 2}, \quad (6)$$

$$u = \frac{2a_0}{\gamma + 1} \left(M - \frac{1}{M} \right), \quad p = p_0 \left[\frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right]$$

и

$$t = 0, \quad 0 < x < +\infty, \quad \rho = \rho_0, \quad u = 0, \quad p = p_0, \quad (7)$$

где M_0 и M — начальное и текущее числа Маха УВ, индекс нуль относится к параметрам перед УВ. Предполагается, что в произвольный момент времени условия (6) выполняются для $x \rightarrow -\infty$, а (7) для $x \rightarrow +\infty$. Это накладывает соответствующие граничные условия на решение задачи.

Приближенное решение. Большинство задач нелинейного взаимодействия УВ с телами и ограничивающими поверхностями поддаются лишь приближенному решению. Это связано со сложным характером взаимного влияния волны и течения позади нее. Весьма удачным оказался приближенный подход, развитый в [8] и не имеющий пока фундаментального обоснования. При теоретическом изучении распространения УВ в канале с изменяющимся сечением в [8] сделано предположение, что возмущенное состояние за фронтом не оказывает влияния на движение УВ, а все изменения обусловлены изменением площади поперечного сечения канала. Фактически предполагается, что скорость распространения акустических возмущений в области за УВ равна скорости фронта. Простота подхода [8] и успешные предсказания, сделанные на его основе, стимулировали дальнейшие исследования [9].

При распространении УВ по газозвеси ее скорость падает от исходного M_0 до равновесного значения M_e , определяемого, например, по модели эквивалентного газа [2, 4]. Ослабление волны в переходной зоне можно определить по методу [8].

Используя метод [8], найдем приближенное решение задачи (1) — (4). Для этого приведем уравнения (1) — (3) к характеристической форме:

$$\frac{dx}{dt} = u + a: \quad dp + \rho du = [(\gamma - 1)(uF - Q) - Fa] dt, \quad (8)$$

$$\frac{dx}{dt} = u - a: \quad dp - \rho du = [(\gamma - 1)(uF - Q) + Fa] dt, \quad (9)$$

$$\frac{dx}{dt} = u: \quad dp - a^2 d\rho = (\gamma - 1)(uF - Q) dt. \quad (10)$$

До получения результирующего дифференциального уравнения, описывающего зависимость M от расстояния x , пройденного волной после вхо-

да в облако газозвеси, сделаем несколько замечаний. Во-первых, гипотеза [8] позволяет отказаться от рассмотрения динамики вовлечения частиц в движение и их прогрева за УВ. Действительно, поскольку в [8] предполагается, что возмущения из релаксационной области за волной не влияют на ее ослабление, то при расчете F и Q можно принять $u_p = 0$, а температура частиц $T_p = T_0$. В этом состоит важное отличие от традиционных способов описания ослабления УВ в газозвеси. Во-вторых, при высоких числах Рейнольдса $Re = \rho |u| d_p / \mu$ (μ — динамическая вязкость газа) вихревые потери импульса газа при отрыве потока на частицах намного превышают потери из-за трения на межфазной поверхности [10] и гидродинамическая аналогия между сопротивлением и теплоотдачей на поверхности частиц не выполняется.

В этих условиях теплоотдачей газа к частицам можно пренебречь, т. е. считать $Q = 0$. Для расчета коэффициента C_D можно воспользоваться формулой из [6] $C_D = C_D(Re)$, справедливой при $800 \leq Re \leq 300\,000$. Из (6) следует, что при $Re \rightarrow \infty$ коэффициент $C_D \rightarrow 0,42 = \text{const}$. Учитывая, что $S = 1,5 n_p / \rho_p^0 d_p$, вместо (5) получим

$$F = \frac{3}{4} C_D \frac{n_p}{\rho_p^0 d_p} \rho u |u|. \quad (11)$$

Метод [8] заключается в подстановке условий на разрыве (6) в уравнение (8) для c_+ -характеристики с учетом (11) и $Q = 0$. Для простейшего случая $C_D = \text{const}$ после указанной подстановки найдем

$$f(M) \frac{dM}{dx} = - \frac{SC_D}{2}, \quad (12)$$

$$f(M) = \frac{[2M^2 + (M^2 + 1)B][2(M^2 - 1) + A]}{2M(M^2 - 1)^2[A - 2(\gamma - 1)(M^2 - 1)]},$$

$$A = \sqrt{[2\gamma M^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M^2 + 2]},$$

$$B = \sqrt{[2\gamma M^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M^2 + 2]}^{-1}.$$

Решение уравнения (12):

$$G(M_0) - G(M) = C_D S x / 2, \quad (13)$$

$$G(M_0) - G(M) = \int_M^{M_0} f(M) dM.$$

Вычисление интеграла весьма трудоемко, поэтому его определяли численно методом Симпсона. Поскольку при $M \rightarrow 1$ функция $f(M) \rightarrow +\infty$, что при численном интегрировании в качестве нижнего предела выбирали некоторое реперное значение, например $M_* = 1,01$, и искомый интеграл определяли как

$$\int_M^{M_0} f(M) dM = \int_{M_*}^{M_0} f(M) dM - \int_{M_*}^M f(M) dM.$$

Такой прием позволил найти достаточно точное решение (12) в широком диапазоне чисел Маха УВ. Результаты расчетов приведены в таблице. Для удобства получена аппроксимация функции $G(M)$ при $\gamma = 1,4$:

$$G(M) \approx 4 \frac{0,4M - 1}{M^2 - 1} + 4 \ln(M^2 - 1) + 0,8 \ln \frac{M + 1}{M - 1}. \quad (14)$$

В диапазоне $M_0 = 1,01 \div 4,0$ отклонение функции $G(M)$ от табличных значений не более 5%. Соотношение (14) получено интегрированием уравнения (12) с функцией $f(M)$, представленной в виде $f(M) \approx$

M	G(M)	M	G(M)	M	G(M)	M	G(M)
1,010	0	1,10	115,46378	1,030	83,62105	1,80	133,12733
1,012	20,33861	1,20	123,74061	1,035	89,832635	1,90	133,75860
1,014	35,34259	1,30	127,40173	1,040	94,55151	2,0	134,31950
1,016	46,59796	1,40	129,09165	1,050	101,21733	3,0	138,12914
1,018	55,14822	1,50	130,47904	1,060	105,80716	5,0	142,70475
1,020	62,30479	1,60	131,54035	1,080	111,73332		
1,025	75,02579	1,70	132,40094				

$\approx \frac{M^2}{(M^2 - 1)^2} [vM - \omega]$, где $v \approx 8,05$, $\omega \approx 3,25$. В линейном приближении при $m = (M - 1) \ll 1$ решение (13) принимает вид [9]

$$G(m_0) - G(m) = G_D S x / 2 \quad (15)$$

при $G(m) = -(\gamma + 1)/2m$.

Решения (13) и (15) показывают, что эффективность гашения УВ на единице длины пылевой завесы возрастает с увеличением объемной доли частиц $\alpha = n_p/\rho_p^0$ и уменьшением их размера d_p .

На рис. 1, 2 проведено сравнение расчетных кривых затухания с экспериментальными данными [4]. В [4] для создания газозвеси использовались сферические частицы стекла диаметром $d_p = 27$ мкм ($\rho_p = 2500$ кг/м³). Относительная массовая концентрация частиц в газозвеси $\eta = n_p/\rho_0$ в условиях опытов [4] (несущая среда — воздух при атмосферном давлении) составила 0,63 (см. рис. 1) и 0,25 (см. рис. 2). На рис. 1 кривая 1 соответствует расчету по приближенной формуле (13) с учетом (14) при $C_D = 0,42$; линия 2 получена на основе численных расчетов [6] с учетом сложных релаксационных процессов за УВ; 3 — расчетная зависимость затухания, полученная в [4] численным решением модельной задачи. Равновесное значение скорости УВ $M_e = 0,96$ (по отношению к скорости звука в газе) на длине 4 м (размер трубы в [4]) не достигается.

Из рис. 1 видно, что кривая 1 наилучшим образом соответствует экспериментальным данным. Весьма существенно, что в отличие от кривых 2 и 3 линия 1 более правильно отслеживает закономерности поведения УВ на больших расстояниях x от входа в запыленный участок канала. Согласно расчетам в [4, 6], в дальней зоне должен быть более высокий темп ослабления волн, чем это отмечается в опытах. На рис. 2 приведено сравнение некоторых других экспериментальных данных [4] и решения (13). Горизонтальными линиями справа показаны равновесные значения интенсивности УВ, рассчитанные по модели эквивалентного газа [2, 4]. Тот факт, что в экспериментах [4] зарегистрированы скорости УВ, меньшие равновесной, автор [4] объясняет возможным влиянием

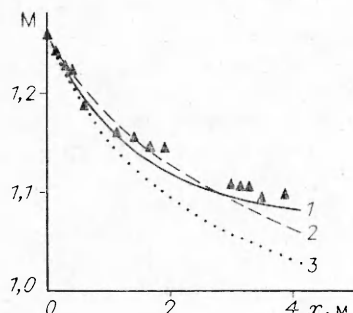


Рис. 1. Сравнение расчетной кривой затухания УВ (1) с экспериментальными данными [4] и результатами численных расчетов [6] (2) и [4] (3); $M_0 = 1,26$.

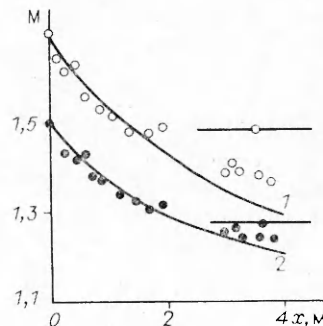


Рис. 2. Сравнение расчетных кривых затухания УВ с экспериментальными данными [4]; $M_0 = 1,7$ (1) и $1,5$ (2).

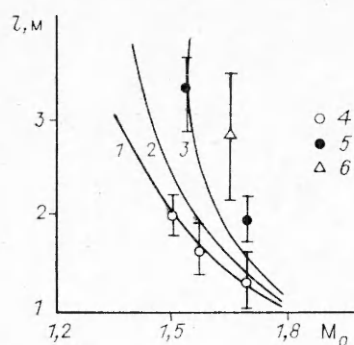


Рис. 3. Расчетные зависимости длины зоны установления равновесного течения от исходного числа Маха УВ ($\eta = 0,25$ (1), $0,62$ (2), $1,4$ (3)) и экспериментальные данные [4] ($\eta = 0,25$ (4), $0,62$ (5), $1,4$ (6)).

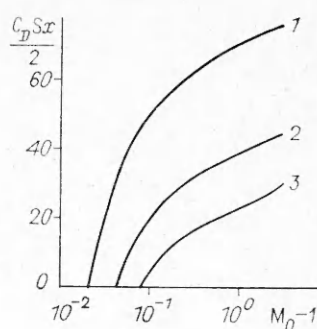


Рис. 4. Границы областей разрушения трех модельных элементов конструкций, защищаемых пылевой завесой.

янием пристеночного пограничного слоя. Однако количественный анализ показывает [11], что пристеночные эффекты относительно слабо влияют на распространение УВ и не могут стать причиной такого быстрого ослабления УВ, как в экспериментах [4]. По-видимому, для объяснения обсуждаемого эффекта необходимо детально проанализировать волновые картины течения в ударной трубе [4] с тем, чтобы выявить возможное влияние волн разрежения на распространение УВ.

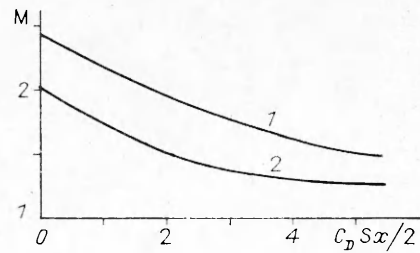
Таким образом, решение (13) и данные по сопротивлению частиц в стационарных потоках можно применять для приближенных расчетов ослабления УВ в газозвеси на участке установления равновесного течения, не прибегая к детальному анализу структуры релаксационной зоны. Решение (15) позволяет оценить длину переходной зоны l , в которой скорость волны меняется от M_0 до M_e :

$$l \sim \frac{4}{3} d_p [G(M_0) - G(M_e)] (C_D \eta)^{-1} (\rho_0 / \rho_p)^{-1}.$$

Напомним [2], что равновесное число Маха воздушной УВ определяется начальной интенсивностью волны M_0 , величиной η и отношением теплоемкостей частиц и газа ($0,763$ в экспериментах [4]). На рис. 3 показана расчетная зависимость l от исходного значения M_0 для нескольких значений относительной концентрации частиц и приведены экспериментальные значения длины, на которой достигалось условие $M = M_e$ [4]. Наблюдается удовлетворительное соответствие результатов.

Особенности приближенного решения. Решения (13), (15) показывают, что при прочих равных условиях уменьшение избыточного давления на фронте УВ Δp_f в более сильных волнах происходит относительно быстрее, чем в волнах с малым M_0 . Это связано с тем, что потери импульса в потоке за УВ пропорциональны ρu^2 , т. е. возрастают с увеличением M_0 . По этой же причине эффективность ослабления УВ выше в газах с меньшим отношением теплоемкостей. Рассмотрим первую отмеченную особенность, существо которой иллюстрирует рис. 4, где построены границы областей поражения некоторых модельных элементов конструкций, защищаемых пылевой завесой от действия УВ. Период собственных колебаний элементов для простоты считается много меньшим продолжительности ударно-волнового нагружения. Последнее позволяет считать, что деформация элемента в основном определяется величиной Δp_f , а дальнейшая эволюция во времени и по пространству давления и динамического напора газа в волне уже не существенна. Кривые 1—3 построены на основе данных таблицы и соответствуют границе разрушения элементов 1—3, выдерживающих действие УВ с интенсивностью $\Delta p_f / p_0 \leq 0,05$, $\leq 0,1$ и $\leq 0,2$ соответственно при условии, что равновесное течение не успевает установиться. Размещаются элементы на рассто-

Рис. 5. Влияние сорта газа в пылевой завесе на эффективность гашения УВ, образованной в результате выделения заданной энергии.



яниях x от границы облака, таких, что изображающая точка на рис. 4, попадая в область под соответствующими кривыми, приведет к их разрушению.

Из рис. 4 видно, что с ростом M_0 безопасное расстояние расположения объекта от границы облака монотонно возрастает. При повышении M_0 для слабых волн наблюдается резкое увеличение безопасного расстояния. Например, для кривой 1 при $M_0 = 1,025 \div 1,1$ безопасно увеличение в 5 раз, тогда как при $M_0 = 1,1 \div 6$ — лишь в 1,6 раза. Отметим, что если равновесное течение устанавливается раньше, то объект, очевидно, будет разрушен.

Рассмотрим вторую отмеченную выше особенность решений (13) и (15). Используя те же соображения, что и при выводе (14), получим аппроксимации функций $G(M)$ для разных γ (погрешность аппроксимации не более 5 %):

$$\begin{aligned} \gamma = 1,4: G(M) &\approx -\frac{0,8M + 1,3}{M^2 - 1} + 1,3 \ln(M^2 - 1) - 0,4 \ln \frac{M + 1}{M - 1}, \\ \gamma = 1,2: G(M) &\approx -\frac{0,1M + 2,1}{M^2 - 1} + 2,1 \ln(M^2 - 1) - 0,05 \ln \frac{M + 1}{M - 1}, \\ \gamma = 1,67: G(M) &\approx 3,5M - \frac{1,75M + 0,9}{M^2 - 1} - 2,62 \ln \frac{M + 1}{M - 1} + 0,9 \ln(M^2 - 1). \end{aligned} \quad (16)$$

Расчеты по (13), (14) и (16) при $S = \text{idem}$, $C_D = \text{idem}$ и $M_0 = \text{idem}$ показывают, что ослабление УВ наиболее эффективно в газе с малыми γ .

Для практических нужд важен случай, когда при разработке защитных средств необходим расчет ослабления взрывной волны, порожденной в результате выделения некоторого заданного количества энергии. Для иллюстрации влияния сорта газа в пылевой завесе на эффективность гашения УВ построен рис. 5, где изображены расчетные зависимости $M(C_D S x / 2)$ для двух газов с $\gamma = 1,4$ (1) и 1,1 (2). Считается, что УВ формируется в результате распада разрыва с отношением давлений на разрыве $p_d/p_0 = 100$, отношением скоростей звука $a_d/a_0 = 1$ и $\gamma_d = 1,667$ (индекс d относится к величинам слева от разрыва). Видно, что при прочих равных условиях ($\rho_0 = a_0 = \text{idem}$) в газе с $\gamma = 1,1$ генерируется волна меньшей интенсивности и ослабляется с большим темпом, чем в газе с $\gamma = 1,4$.

Заключение. В работе получено приближенное решение, позволяющее рассчитать ослабление УВ первоначально ступенчатого профиля до равновесной интенсивности при распространении в газозвеси. Поскольку УВ, генерируемые взрывами зарядов ВВ, газовых и пылевых облаков, как правило, характеризуются спадом давления за фронтом, то предложенное решение позволяет сделать консервативные оценки относительно их разрушительного действия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Oota E., Tajima K., Morii H. Experiments and analysis of shock waves propagating through a gas — particle mixture // Bull. JSME.— 1976.— 19, N 130.— P. 384.
2. Rudinger G. Some properties of shock relaxation in gas flow carrying small particles // Phys. Fluids.— 1964.— 7, N 5.— P. 658.
3. Нигматуллин Р. И. Некоторые вопросы гидродинамики двухфазных полидисперсных систем // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1968.— N 3.— С. 63—67.

4. Sommerfeld M. The unsteadiness of shock waves propagating through gas — particles mixtures // Experiments in fluids.— 1985.— 3, N 4.— P. 197.
5. Гавриленко Т. П., Григорьев В. В. Распространение ударной волны в аэрозвеси твердых частиц // ФГВ.— 1984.— 20, N 1.— С. 68—90.
6. Olim M., Igra O., Mond M. et al. A general attenuation law of planar shock waves propagating into dusty gases // Shock tubes and waves: Proc. 16th Symp. (Intern.) on shock tubes and waves, Aachen, 1987.
7. Кругликов В. С., Кутушев А. Г. Ослабление ударных волн экранирующими решетками // ФГВ.— 1988.— 24, N 1.— С. 115—118.
8. Whitham G. B. Linear and nonlinear waves.— N. Y.; London: Wiley Inters. Publ., 1974.— Рус. пер.: Уизем Г. Линейные и нелинейные волны.— М.: Мир, 1977.
9. Zloch N. Shock attenuation in beds of granular solids // Arch. Mech. Stosow.— 1976.— 28, N 5—6.— P. 817.
10. Wallis G. B. One-dimensional two-phase flow.— N. Y., McGraw H., 1969.— Рус. пер.: Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения.— М.: Мир, 1972.
11. Igra O., Ben-Dor G. Dusty shock waves // Appl. Mech. Rev.— 1988.— 41, N 11.— P. 379.

г. Москва

Поступила в редакцию 4/XI 1989,
после доработки — 22/V 1990

УДК 623.428

В. И. Таржанов

О РАЗГОНЕ МАССИВНОГО ТЕЛА НА ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрена схема ускорения — модификация схемы прямоточного реактивного ускорения с внесением горючего и окислителя извне. С использованием решения задачи Прандтля — Майера о сверхзвуковом обтекании угла продуктами детонации с газовым уравнением состояния при показателе политропы, равном 3, получены зависимости давления на хвостовик тела от угла полураствора хвостовика для чисел Маха $M = 1 \div 10$. Рассмотрены способы предварительного ускорения тела и вопросы сохранения телом компактности.

Известны различные способы и устройства для метания компактных тел с высокими скоростями (пушечные и взрывные [1, 2], реактивные [3]). Реально достигаемые в пушках скорости тел W падают с увеличением их массы. Препятствует увеличению W ограниченность скорости расширения рабочего газа, пропорциональной скорости звука в нем, второе ограничение — падение давления в газе за телом по мере его разгона.

Названные ограничения обходятся в идеях устройства, рассматриваемого ниже [4—9]. Эти идеи родственны идее Е. И. Забабахина о «ноплавке» на ударном фронте [10].

Схемы устройств показаны на рис. 1. Тело, которому предварительно сообщается скорость, равная скорости детонации используемого взрывчатого вещества (ВВ), при входе в трубчатый заряд вызывает с помощью пояса кольцевую детонацию последнего. Продукты детонации (ПД), обтекая хвостовик тела, создают составляющую давления вдоль оси и толкают его вперед с ускорением. Реализуется ситуация, аналогичная ситуации в сопле реактивного двигателя, а схема устройства на рис. 1, б — по сути схема твердотельного прямоточного реактивного двигателя, окислитель и горючее в котором вносятся извне.

Толщина стенки трубы из ВВ (см. рис. 1, а) выбирается расчетно такой, чтобы первая характеристика волны разгрузки, исходящая из точки пересечения детонационного фронта с внешней образующей заряда, приходила в концевую точку хвостовика.

Для оценки параметров течения ПД использовалось решение задачи Прандтля — Майера [11]. Схема рассматриваемого течения показана на