

Подобное влияние, вообще говоря, не новость. Даже в классических исследованиях на сплавах железа ранее отмечалось, что сдвиговые напряжения могут повысить мартенситную точку, однако в статических условиях не они определяют кинетику. Дело в том, что в этом случае, как сказано выше, невозможно создать большие сдвиговые напряжения, все аппараты высокого давления конструируются так, что сжатие близко к всестороннему, во всяком случае, сдвиговое напряжение в испытываемом образце не может превышать предела его текучести. Поэтому в статических экспериментах невозможны мартенситные реакции с большим порогом по сдвиговому напряжению. Напротив, в условиях ударного сжатия во фронте волны практически мгновенно при одноосном деформировании возникают большие сдвиговые напряжения, релаксирующие со скоростью, сравнимой со скоростью фазового превращения, поскольку оба эти процесса имеют одну и ту же дислокационную природу. И пока существуют сдвиговые напряжения, превышающие порог релаксации, переход происходит.

Представляет интерес поиск других веществ, испытывающих фазовые превращения по тензогенной мартенситной кинетике. По-видимому, к ним принадлежат переходы в системах графит — алмаз и нитрида бора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Ф. Трунин, Г. В. Симаков, М. А. Подурец. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, 2, 33.
2. М. А. Подурец, Г. В. Симаков, Г. С. Телегин и др. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1981, 1, 16.
3. М. А. Подурец, Л. В. Попов, А. Г. Севастьянов и др. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, 11, 59.
4. М. А. Подурец, Г. В. Симаков, Р. Ф. Трунин. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, 3, 3.
5. М. А. Подурец, Р. Ф. Трунин. Докл. АН СССР, 1970, 195, 4, 814.
6. А. И. Воронцов, М. А. Подурец. ПМТФ, 1980, 6, 70.

Поступила в редакцию 20/III 1986

УДК 533.6.011.72

### ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ДИССОЦИАЦИИ И ИОНИЗАЦИИ ГАЗА

А. С. Барышников, Н. Ю. Васильев, А. Б. Сафонов  
(Ленинград)

Широко известны факты возмущенности течения за волной детонации, искаженности и неустойчивости положения ее фронта [1, 2]. Основным условием существования таких аномалий течения можно считать усиление возмущений акустической моды за счет выделения тепла в химических реакциях.

Вместе с тем, на определенных режимах течения подобные аномалии наблюдаются и в случае эндотермических процессов, идущих за ударной волной (УВ): диссоциации и ионизации [3—6]. Проявляются они в образовании вихрей при обтекании затупленных тел [3, 4] и в немонотонности профиля реагирующих компонентов за ионизирующей УВ [4—6]. В любом случае происходит перестройка структуры течения, которая описывается нелинейными уравнениями типа Гельмгольца [7]. Для вихреобразования — это уравнение движения, записанное для вектора завихренности  $\vec{\Omega} = \text{rot } \vec{v}$  в общепринятых обозначениях:

$$\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = (\vec{\Omega}\nabla)\vec{v} - \vec{\Omega} \text{div } \vec{v} + \frac{1}{\rho} \nabla\rho \times \nabla p + \nu\Delta\vec{\Omega}, \quad (1)$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость. Для течения за ионизирующей УВ —

это уравнение кинетики ионизации с учетом диффузии заряженных компонентов (амбиполярной диффузии, так как аномалии течения наблюдаются в плотных газах)

$$\frac{dn_e}{dt} = F(n_a, n_e, T_a, T_e) + Da\Delta n_e \quad (2)$$

( $D_a$  — коэффициент диффузии). Нелинейный член  $F$  в (2) описывает кинетику ионизации и зависит от концентрации и температуры атомов и электронов —  $n_a, n_e, T_a, T_e$ .

В (1) имеется несколько нелинейных членов, но только один из них вследствие физико-химических превращений может играть определяющую роль. Это член, отвечающий бароклинности обтекания искривленной поверхности тела реагирующим газом:

$$-\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p = \nabla T \times \nabla S = \sum_k \nabla T \times \nabla \xi_k \left[ \frac{H_k}{T} + R(\ln \xi_k + 1) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $S$  — энтропия газа;  $\xi_k$  — концентрация продуктов реакции;  $H_k$  — теплота, с которой они образуются;  $R$  — газовая постоянная. Именно этот член обуславливает увеличение завихренности для высоконеровновесного течения, когда  $\xi_k$  еще низки, а  $\nabla \xi_k$  — велики. В особой степени это относится к таким химически устойчивым газам, как  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ ,  $\text{CF}_4$  и др., осколки молекул которых появляются с большим дефектом энергии.

Сложнее объяснить появление вихревых образований. Для этого можно воспользоваться одной из последних теоретических моделей [8], ключевым элементом которой является завихренность вдоль линий тока. Такая продольная завихренность имеет место при обтекании вогнутых нагреваемых тел в поле силы тяжести [9]. При обтекании выпуклых тел газом, охлаждающимся за счет реакций, в качестве силы тяжести можно принять центробежную силу, а градиент температуры определять химическими процессами; тогда условие продольной завихренности можно записать в виде

$$\delta \nabla_s \ln T > 1 \quad (4)$$

( $\nabla_s$  — градиент поперек ударного слоя;  $\delta$  — отход головной УВ). На изучаемых высоконеровновесных режимах обтекания течение в области затупления заморожено (кроме критической точки, где оно равновесное), поэтому реакции идут только вблизи поверхности тела, при этом толщина слоя падения температуры  $\delta_T = (\nabla_s \ln T)^{-1} \ll \delta$ , и условие (4) выполняется.

Размеры образующихся вихрей можно найти с помощью параметра обезразмеривания уравнения (1)

$$B = 2v_x^2 / T_x \Delta S_x, \quad (5)$$

где  $v_x^2$ ,  $T_x \cdot \Delta S_x$  — характерная работа сил инерции и, фактически, энергия химических реакций. Принимая твердотельное распределение скорости в вихре до точки максимума  $r_{xv}$ , можно показать, что  $B = r_{xv} / \delta$ . Размеры вихрей (2, 3 мм), полученные с помощью (5) по равновесному составу смеси продуктов разложения  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$  [10] ( $T_x \Delta S_x = 90,8$  кДж/кг), соответствуют экспериментальным: 1 мм — высота, 4 мм — ширина возмущений на УВ для тела диаметром 27 мм,  $M_\infty = 4$ ,  $p_\infty = 0,04$  МПа [3]. Следует отметить, что соотношение (5) за счет увеличения  $T_x \Delta S_x$  объясняет факт уменьшения размеров возмущений с ростом числа Маха.

Модельные расчеты взаимодействия вихря из области сжатия с головной УВ также согласуются с экспериментом (рис. 1). В расчетах рассматривался цилиндрический вихрь с классическим распределением скорости по радиусу [11]. Циркуляция вихря определялась по опытным данным интенсивности флуктуаций [12]. Отход УВ на каждом времен-

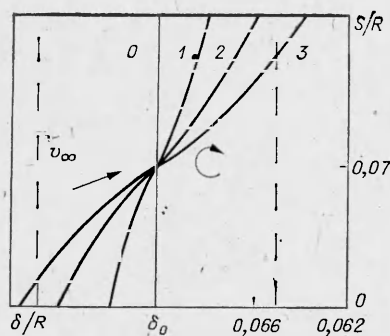


Рис. 1. Эволюция во времени возмущенного участка головной УВ в  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$  перед затуханием тела вследствие взаимодействия его с вихрем за фронтом УВ.

$v_\infty$  — вектор скорости набегающего потока, размер тела  $2R_B$ ; интенсивность вихря  $2 \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $M_\infty = 6$ ;  $p_\infty = 0,04 \text{ МПа}$ ;  $\delta_0$  — начальное значение отхода УВ;  $S$  — расстояние вдоль поверхности тела; — — — среднее экспериментальное значение амплитуды отхода  $\approx 0,01 R_B$ ;  $t_1 = t_0 + 10^{-5} \text{ с}$ ;  $t_2 = t_0 + 4 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ;  $t_3 = t_0 + 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

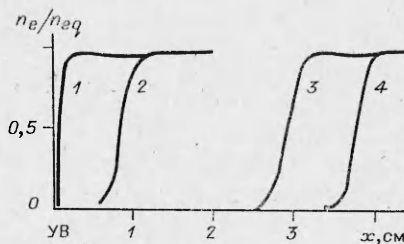


Рис. 2. Изменение распределения концентрации электронов вследствие амбиполярной диффузии за ионизирующей УВ с течением времени в Аг (концентрация метастабильного компонента  $0,1n_\infty$  (1, 2) и  $0,01n_\infty$  (3, 4),  $n_\infty = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $M_\infty = 16$ ).

1, 3 — распределения через  $0,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  после включения диффузии ( $D_a = 500 \text{ см}^2/\text{с}$ ); 2, 4 — начальные распределения без диффузии.

пом шаге рассчитывался по изменению плотности за УВ с помощью известных соотношений [13]. Оказалось, что время развития возмущений, соответствующих наблюдаемому, меньше времени пролета модели через область регистрации ( $\approx 10^{-5} \text{ с}$ ), но больше времени фотоэкспозиции ( $\approx 10^{-6} \text{ с}$ ).

Немонотонность профиля компонентов за ионизирующей УВ ранее пытались описать, моделируя только нелинейный член уравнения (2) [4, 5]. Но чтобы кинетический механизм действительно дал максимум в распределении, его нужно описать дифференциальными уравнениями второго порядка [7], т. е. учитывать диссипативные процессы, например, амбиполярную диффузию, которая конкурирует на изучаемых режимах с еще медленными процессами ионизации вследствие снижения сечения перезарядки [14].

Расчеты нестационарного течения за ионизирующей УВ в Аг ( $n_\infty = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $M_\infty = 16$ ) обнаружили нестационарные затухающие возмущения плотности электронов, которые нельзя отнести за счет схемной неустойчивости, так как применялась неявная схема Кранка — Никольсона. Влияние диффузии учитывалось как можно более в чистом виде. Для этого использована обычная кинетика ионизации за УВ [15] с постоянными коэффициентами скоростей реакций (примерно соответствующими средней температуре газа за УВ  $1,5 \text{ эВ}$ ) и коэффициентом амбиполярной диффузии, достигающим на изучаемых режимах  $500 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Линейный анализ системы уравнений показал, что немонотонность появляется при большой плотности метастабильного компонента ( $\approx 5\%$ ). Поэтому перед УВ концентрация ее задавалась высокой:  $1 \div 10\%$ . Достаточной точности ( $0,2 \div 0,3\%$ ) добивались уменьшением шагов по времени и пространству ( $\Delta t = 0,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ,  $\Delta x = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ). Проводилось сравнение численного решения линейного уравнения Гельмгольца с точным.

За время  $0,8 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  (рис. 2) сразу за каскадной ионизацией образуется возмущение  $n_e$  в виде небольшого провала профиля, которое через  $4 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  затухает. Хотя возмущение относительно и невелико ( $\sim 1\%$  от равновесного значения  $n_{eq}$ ), но оно больше точности расчета и не изменяется с уменьшением  $\Delta t$ ,  $\Delta x$ . Скорость передвижения его составляет  $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$  и согласуется со скоростью распространения

волн диффузии [16], вычисленной по используемой в расчетах константе ионизации электронным ударом  $k^e \approx 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с:  $c^* = 2\sqrt{k^e D_a n_\infty} = 4,5 \cdot 10^4$  см/с. Диффузия существенно сужает область до каскадной ионизации, особенно для высокой концентрации метастабильного компонента перед УВ.

Таким образом, причиной возмущенности течения за УВ могут быть и эндотермические процессы. При обтекании затупленных тел диссоциирующим газом усиливаются вихревые возмущения, могут появляться вихри, взаимодействующие с головной УВ. Оценки размеров вихрей и расчеты их взаимодействия с УВ хорошо согласуются с экспериментом. Объясняется и уменьшение размеров возмущений с увеличением  $M_\infty$ . В расчетах течения за УВ с учетом ионизации амбиполярной диффузии даже для обычной кинетики появляются возмущения плотности электронов, которые перемещаются со скоростью, соответствующей теории волн диффузии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Behrens, W. Struth, F. Weken. Tenth Symp. (Intern.) on Combustion, 1955.
2. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1961, 5, 57.
3. А. С. Барышников, А. П. Бедин, В. Г. Масленников и др. Письма ЖТФ, 1979, 5, 5, 281.
4. Г. И. Мишин, А. П. Бедин, И. И. Ющенкова и др. ЖТФ, 1981, 51, 11, 2315.
5. Г. К. Тумакаев, В. Г. Масленников, Е. В. Серова. Письма ЖТФ, 1980, 6, 6, 354.
6. Н. И. Ющенкова, Г. И. Мишин, О. В. Рощин. Письма ЖТФ, 1985, 11, 9, 517.
7. Г. Хаген. Сипергетика. М.: Мир, 1980.
8. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, А. В. Тур и др. ЖЭТФ, 1983, 85, 6 (12), 1979.
9. H. Görtler. Ing. Archiv, 1959, 28, 74.
10. А. В. Trenwith, K. H. Watson. J. Chem. Soc. (London), 1967, 2368.
11. Дж. Бэтчеллор. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
12. А. С. Барышников, А. П. Бедин, В. Г. Деревянко и др. Препринт ФТИ, № 816, 1983.
13. В. Г. Масленников.— В кн.: Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.—Л.: Наука, 1967.
14. В. Е. Голаит, А. И. Жилинский, С. А. Сахаров. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
15. K. Hartwell, R. G. Watson. Phys. Fluids, 1964, 7, 214.
16. А. И. Колмогоров, И. Г. Петровский, И. С. Пискунов. Бюл. МГУ, 1937, секц. А, 1, 1.

Поступила в редакцию 20/III 1986

УДК 622.235

## КАМЕРА ДЛЯ ИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

*Г. С. Григорьев, В. Е. Клаповский*

(Москва)

Защита персонала, оборудования и сооружений от воздушных ударных волн (УВ), осколков и продуктов взрыва при взрывной обработке металлов — предмет пристального внимания при проектировании защитных сооружений. Использование герметичных защитных сооружений, полностью исключающих эти факторы, приводит к удорожанию технологии.

Как показано в работе В. Н. Минеева и др.<sup>1</sup>, один из способов ослабления действия поражающих факторов взрыва состоит в использовании перфорированных конструкций, снижающих запреградное действие воздушных УВ в 1,4—3,5 раза в зависимости от коэффициента перфорации и интенсивности падающей УВ. На основе данного способа ослабления действия взрыва в сочетании с модульным принципом построения конструкции создана и испытана металлическая взрывная

<sup>1</sup> В. Н. Минеев, В. Е. Клаповский, Б. В. Мацевич и др. Материалы V Международного симпозиума по взрывной обработке металлов. Пардубице, 1982.