

[3] Б а л ь х а у з е н К. Введение в теорию поля лигандов. М.: Мир, 1964.

[4] М а р ф у н и н А.С. Введение в физику минералов. М.: Мир, 1974.

Поступило в Редакцию  
23 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

0.3; 04

© 1990

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ЛОКАЛЬНО-НЕОДНОРОДНЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

В.И. Б е р г е л ь с о н, И.В. Н е м ч и н о в,  
Т.И. О р л о в а, В.М. Х а з и н с

Тонкий „канал“ пониженной плотности, расположенный перпендикулярно (или под некоторым, не слишком малым, углом) к фронту распространяющейся в газе ударной волны, приводит к глобальной перестройке газодинамического течения [1-4].

Конденсированные среды (жидкости и твердые тела) также могут содержать локальные неоднородности типа каналов, поэтому аналогичная перестройка течения с сильными ударными волнами может осуществляться и в этих средах. Подобные течения должны возникать, например, при высокоскоростном ударе крупного метеорного тела по твердой поверхности с трещинами и разломами. Взаимодействие образующейся при ударе о поверхность мощной ударной волны с системой естественных (или искусственных) каналов пониженной плотности должно приводить к ее „развалу“ и образованию перед ее фронтом клиновидных или конических ударных волн — „предвестников“. Такие структуры наблюдались в физическом и численном экспериментах в газах [1-4].

В качестве простейшего примера рассмотрим взаимодействие стационарной плоской ударной волны с плоским каналом пониженной плотности, перпендикулярным фронту волны. Будем использовать модельное „универсальное“ уравнение состояния конденсированной среды [5]:  $\rho = B(z^3 - z^2) + e_T \rho_0 z^{(\gamma-1)}$ ,  $e = c_0^2/2 (z-1)^2 + e_T$ ,  $z = \rho/\rho_0$ . Здесь  $B$  — модуль объемного сжатия,  $e_T$  — „тепловая часть“ удельной внутренней энергии  $e$ ,  $\rho$  — давление,  $\rho_0$  — плотность,  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты,  $\rho_0$  и  $c_0 = \sqrt{B/\rho_0}$  — плотность и скорость звука в „нормальном“ состоянии.

Приведем некоторые результаты численных расчетов задачи для  $\gamma = 2$  и числа Маха основной волны  $M = 6.6$  при различных значениях  $\omega = \rho_c/\rho_0$  — относительной плотности в канале. При типичной скорости звука в конденсированном веществе  $c_0 \sim 3$  км/с

указанное значение числа  $M$  соответствует скорости ударной волны  $D \sim 20$  км/с, что близко к „средней“ скорости падения на Землю крупных метеорных тел. Отметим, что при этих параметрах сжатие за фронтом основной волны  $\xi \sim 2.5$ , а вклад в полное давление его „холодной“ составляющей  $\sim 36\%$ .

Структуру течения, возникающего при взаимодействии ударной волны с каналом, демонстрирует рисунок, где представлены поля изобар (а), изохор (б) и скоростей (в) при  $\omega = 0.1$ . Расстояния от поршня, генерирующего волну, нормированы на толщину канала.

Видные на рисунке характерные элементы течения боковая ударная волна клина предвестника с практически постоянным углом наклона  $\alpha$ , трехволновая ударная конфигурация, область кумуляции вблизи плоскости симметрии, „обращенная“ ударная волна – качественно совпадают с таковыми для газа. Течение в предвестнике носит интенсивный вихревой характер (рисунок, в).

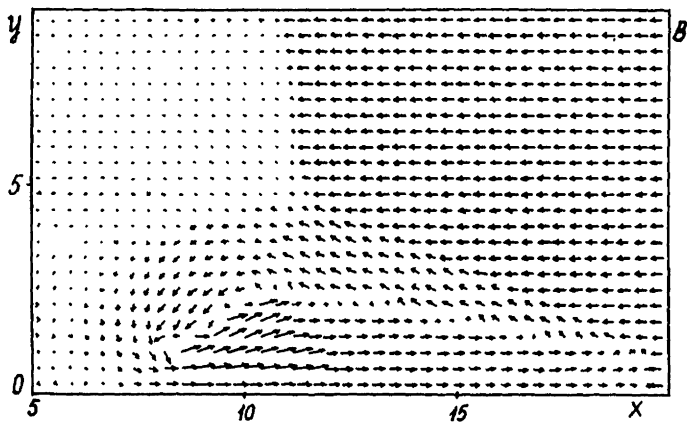
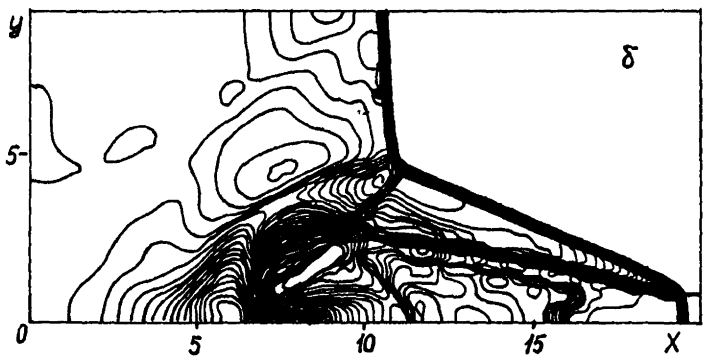
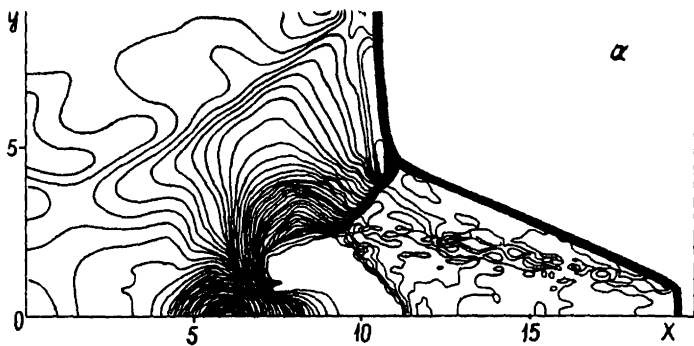
Предвестник развивается автомодельно, его размеры линейно увеличиваются со временем. Относительная скорость „вырастания“ предвестника из основной волны  $\xi = (D_p - D)/D$  (в лабораторной системе координат) составляет 0.35 при  $\omega = 0.1$  и 0.17 при  $\omega = 0.25$  и близка к соответствующим значениям для сильных ударных волн в газе [3, 4] при тех же значениях  $\omega$  в канале.

Угол раскрытия клина предвестника  $\alpha \approx \arcsin 0.4$  при  $\omega = 0.1$  и  $\alpha \approx \arcsin 0.61$  несколько выше соответствующих величин в газе [3, 4], которые для сильных ударных волн хорошо аппроксимировались простой оценкой  $\alpha \approx \arcsin \sqrt{\omega}$ . В конденсированной среде предвестник сильнее раскрывается в вершине из-за дополнительного подпора при адиабатическом торможении в точке отрыва струйки, прошедшей сквозь прямой скачок в канале. Подобная ситуация в газе осуществлялась для слабых ударных волн. При распространении сильных волн в газе точка отрыва располагалась непосредственно за прямым скачком в канале; в конденсированной среде отрыв „затянут“ на некотором расстоянии от скачка (этому способствует и более высокое значение  $\gamma$ , см. рисунок, в).

В анализируемых течениях косые ударные волны предвестников значительно слабее основной волны, сжатие за их фронтом составляет  $\xi \sim 2.03$  при  $\omega = 0.1$  и  $\xi \sim 2.25$  при  $\omega = 0.25$ , а отношения холодной составляющей к полному давлению соответственно 0.65 и 0.52, т.е. отличие состояния сжатого в такой волне конденсированного вещества от газового достаточно сильное.

При увеличении относительной плотности в канале до значения  $\omega = 0.5$  осуществляется режим течения, близкий к „докритическому“ [3, 4], с почти стационарным мелкомасштабным предвестником.

Отметим, что согласно критерию Г.И. Таганова [3, 4], нестационарный предвестник перед сильной ударной волной в газе возникает при уменьшении плотности в канале не более чем на 15% (в зависимости от величины  $\gamma$ ) по сравнению с плотностью окружаю-



шей среды. В числах расчетах слабых ударных волн в газе ( $M = 1.5$ ,  $\gamma = 1.4$ ) „критическое“ значение  $\omega$  составляло 0.64 [4].

Уменьшение числа Маха основной волны в конденсированной среде приводит к небольшому снижению относительной скорости  $\xi$  предвестника, в отличие от газа, где величина  $\xi$  возрастала с уменьшением  $M$  [4]. Согласно расчету, проведенному в конденсированной среде, при  $\gamma = 2$ ,  $\omega = 0.25$  и  $M = 4.4$  величина  $\xi \sim 0.14$ , а угол  $\alpha \sim \arcsin 0.66$ .

Отметим, что для рассмотренных значений  $M$  и  $\omega$  характерные величины давлений в предвестнике намного превышают критические (в смысле Ван-дер-Ваальса) значение, поэтому здесь не проявляются возможные при более низких  $\omega$  эффекты расщепления расширяющегося в предвестник вещества на фазы.

Приведенные примеры расчета показывают, что эффект крупномасштабной перестройки течения под действием „организованного“ возмущения плотности перед фронтом сильной ударной волны имеет место не только в газообразных, но и в конденсированных средах.

Ударные волны с числом Маха до 5–7 используются в современных лабораторных исследованиях свойств конденсированных веществ – (см., например, [6]), что открывает возможности для экспериментальной проверки предсказываемых закономерностей распространения таких волн в локально-неоднородных средах.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Садовский М.А., Адушкин В.В. // ДАН СССР. 1988, Т. 300, № 1. С. 79–83.
- [2] Shreffler R.G., Christian R.H. // J. Appl. Phys. 1954. V. 25. N 3. P. 324–331.
- [3] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Калмыков А.А., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А., Смирнов В.А., Хазинс В.М. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988, № 2. С. 158–163.
- [4] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А., Смирнов В.А., Хазинс В.М. // Математическое моделирование. 1989, Т. 1, № 8. С. 1–11.
- [5] Садовский М.А. О значении и смысле дискретности в геофизике // Дискретные свойства геофизической среды. М.: Наука, 1989. С. 5–14.
- [6] Глушак Б.Л., Жарков А.П., Жерноклетов М.В., Терновой В.Я., Филимонов А.С., Фортгов В.Е. // ЖЭТФ. 1989, Т. 96, В. 4(10). С. 1301–1318.

Поступило в Редакцию  
1 августа 1990 г.