

К ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ СЛАБЫХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

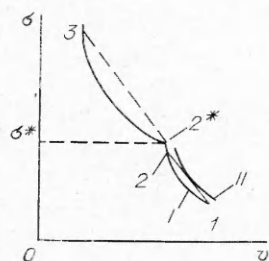
Н. М. Кузнецов

(Москва)

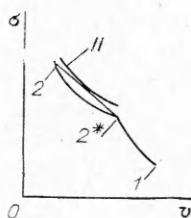
Исследованы возможности детонации вещества, ударная адиабата которого имеет излом, приводящий к конфигурации двух ударных волн. Определены границы диапазона возможных скоростей D самоподдерживающейся детонации во второй ударной волне. Величина D может быть дозвуковой по отношению к исходному веществу. Однако даже при сколь угодно малой скорости звука выше точки излома адиабаты диапазон дозвуковых значений D весьма ограничен: минимальная скорость детонации D_{\min} с точностью до множителя, близкого к 0,5—0,8, совпадает со скоростью продольной звуковой волны в исходном веществе ниже точки излома. Такое ограничение D связано с образованием ударной волны разрежения в продуктах реакции.

При $D < D_{\min}$ ударная волна разрежения догоняет точку Жуге и разрушает стационарный комплекс детонационной волны. Полученные результаты относятся не только к слабым, но и к мощным взрывчатым веществам (ВВ), если в них вследствие каких-либо потерь осуществляются низкоскоростные режимы детонации.

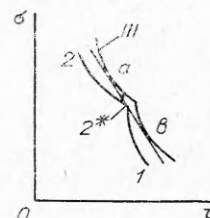
Детонация конденсированных ВВ малой мощности имеет особенности, связанные с прочностными характеристиками (твердые ВВ) или с фазовыми переходами первого рода, приводящими к излому ударной адиабаты. В зависимости от теплоты q необратимой химической реакции напряжение одноосного сжатия σ (или давление в жидкости) в ударной волне может быть меньше или больше предела упругости σ^* (или давления в точке начала фазового перехода). В дальнейшем для определенности будем отождествлять точку излома ударной адиабаты с пределом упругости твердого тела. Взаимное расположение ударной I и детонационной II адиабат при $\sigma < \sigma^*$ изображено на фиг. 1. В практическом отношении случай $\sigma < \sigma^*$ мало интере-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

сен, поскольку любое ВВ, пригодное к сколько-нибудь длительному хранению, реагирует в упругой волне очень медленно и реальные размеры заряда всегда будут меньше критического.

Увеличению q в веществе с нормальными термодинамическими свойствами при прочих равных условиях соответствует более «высокое» располо-

жение детонационной адиабаты на плоскости σv и большее напряжение σ в ударной волне. Производная $d\sigma/dq$ непрерывна вплоть до значения $q=q^*$, которому соответствует точка излома ударной адиабаты. Небольшому дальнейшему увеличению q отвечает скачкообразное изменение σ от σ^* до значений, расположенных выше точки 3 (см. фиг. 1), и образование anomalно большого химпика. Скорость необратимой химической реакции при этом тоже возрастает скачком, что создает сильнейшую неустойчивость плоского фронта [1-3], и должно приводить к крупномасштабным пульсациям детонационной волны при $q \approx q^*$. Такой режим детонации с anomalно большим химпиком в лабораторных условиях по ряду причин может оказаться трудно осуществимым.

В некотором диапазоне значений q имеется, однако, другая возможность детонационного превращения вещества, связанная с расщеплением ударной волны на две. В процессе нарастания химпика от точки 2* до точки 3 (см. фиг. 1) ударная волна, распространяющаяся по исходному состоянию I, оказывается неустойчивой и, как известно [4-7], распадается на две ударные волны. Первая, «упругая», волна переводит вещество из состояния 1 в состояние 2*. Дальнейшее сжатие происходит во второй волне, распространяющейся по состоянию 2*. В диапазоне интенсивностей 2*—3, исключая саму точку 3, вторая волна движется медленнее первой, так что конфигурация двух стационарных волн в целом нестационарна. Сравнительно большая сжимаемость во второй волне приводит к значительному повышению температуры, которое может быть особенно велико в отдельных местах макроскопических неоднородностей, например, в окрестности макроскопических дефектов — трещин или пор. Такой локальный разогрев создает благоприятные кинетические условия для детонации во второй волне.

В системе координат, в которой вещество за фронтом первой ударной волны покоится, самоподдерживающаяся стационарная детонация во второй волне описывается детонационной адиабатой II с начальным состоянием 2* и условием касания прямой Релея—Михельсона 2*—2 к ней (условие Жуге, фиг. 2). В зависимости от теплоты реакции и величины излома ударной адиабаты в точке 2* скорость детонации во второй волне D может быть как больше, так и меньше скорости звука в исходном состоянии 1. Величина D при сколь угодно малом тепловыделении не может быть, конечно, меньше скорости распространения слабой волны одностороннего сжатия в состоянии 2*. Однако имеется более жесткое ограничение скорости детонации во второй волне, связанное с тем, что по термодинамическим и газодинамическим причинам самоподдерживающаяся детонация во второй волне невозможна, если тепловыделение q меньше некоторого минимального значения $q_{\min}^{(2)}$. В невозможности детонации при очень малом тепловыделении во второй волне проще всего убедиться с помощью следующих качественных соображений. При бесконечно малой величине q мощность тепловыделения во второй волне была бы бесконечно малой и равной $q\rho_1 D$ (здесь ρ_1 — плотность исходного ВВ). Этого заведомо не хватило бы для «питания» первой ударной волны, полная энергия \mathcal{E} которой возрастает в единицу времени на конечную величину

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \rho^* \left[E^* + \frac{(u^*)^2}{2} \right] (D^* - D).$$

Здесь D^* — скорость первой ударной волны; u^* , E^* и ρ^* — массовая скорость, внутренняя энергия единицы массы и плотность вещества в первой волне соответственно.

Для того чтобы найти минимальную величину тепловыделения $q_{\text{min}}^{(2)}$ при которой становится возможным самоподдерживающийся режим детонации во второй волне, и связанную с этим минимальную скорость детонации, рассмотрим взаимодействие дозвуковой зоны реакции со следующей за ней волной разрежения. Обычно, если ударная волна детонационного комплекса не распадается на две, такое взаимодействие происходит лишь в точке Жуге, к которой примыкает область сверхзвукового течения в централизованной волне разрежения, не оказывающего влияния на скорость распространения детонации [8, 9]. Однако при малом тепловыделении изэнтропа III продуктов детонации (фиг. 3) близка к исходной ударной адиабате и, следовательно, в рассматриваемом здесь случае тоже имеет аномальную форму с изломом или с участком, на котором вторая производная давления по объему отрицательна. При такой форме изэнтропы с помощью одной централизованной волны разрежения нельзя удовлетворить условиям, отвечающим самоподдерживающемуся режиму распространения детонационной волны, граничащей сзади с неподвижной стенкой или с вакуумом. В соответствии с граничными условиями вещество при изэнтропическом расширении из точки Жуге проходит через аномальный участок адиабаты, на котором, как известно [10, 11, 5], из непрерывной волны формируется ударная волна разрежения. Амплитуда ударной волны разрежения в вакуум возрастает до тех пор (при заданном исходном состоянии сжатого вещества), пока скорость волны относительно разреженного вещества за ней не станет звуковой. Дальнейшее расширение вещества может происходить в непрерывной волне разрежения. Относительно сжатого газа ударная волна разрежения является сверхзвуковой. Стационарный детонационный процесс возможен в том случае, если скорость ударной волны разрежения не превышает скорости распространения стационарного детонационного комплекса, определяемой условием Жуге. В противном случае волна разрежения догонит этот комплекс и разрушит его. Искомая минимальная величина тепловыделения при детонации у открытого конца трубы, граничащего с вакуумом, определяется равенством скоростей детонации Жуге и ударной волны разрежения. Графически (см. фиг. 3) такое равенство выражается в том, что отрезок прямой $2^* - a$ Релея—Михельсона для детонационного комплекса и аналогичный отрезок $a - b$ для ударной волны разрежения образуют одну общую прямую. При малых относительных деформациях и малом тепловыделении ударные адиабаты разрежения, проведенные из различных начальных состояний, мало отличаются друг от друга. На фиг. 3 эти адиабаты приближенно представлены в виде одной кривой, близкой по форме к ударным адиабатам $1 - 2^*$ и $2^* - 2$ исходного вещества и расположенной над ними.

Указанное равенство скоростей, определяющее минимальное тепловыделение, и геометрическая интерпретация этого равенства (см. фиг. 3) относятся и к случаю детонации у закрытого конца трубы, но при том условии, что нижняя точка касания b достижима в процессе расширения продуктов детонации, т. е. если скорость газа в точке b еще не отрицательна (направлена от торца внутрь трубы). Это налагает определенное ограничение на величину сжатия в первой ударной волне, выраженное неравенством

$$(1) \quad u_a \geq \sqrt{(\sigma_b - \sigma_b)(v_a - v_a)},$$

в котором u_a — скорость газа в точке Жуге (v — удельный объем):

$$(2) \quad u_a = (v_1 - v^*) \sqrt{\frac{\sigma_1^* - \sigma_1}{v_1 - v^*}} + (v^* - v_a) \sqrt{\frac{\sigma_a - \sigma^*}{v^* - v_a}}.$$

Подставляя (2) в (1) и учитывая, что

$$(\sigma_a - \sigma^*) / (v^* - v_a) = (\sigma_a - \sigma_b) / (v_b - v_a),$$

вместо (1) получаем

$$(3) \quad (v_1 - v^*) \sqrt{\frac{\sigma^* - \sigma_1}{v_1 - v^*}} > (v_b - v^*) \sqrt{\frac{\sigma_a - \sigma^*}{v^* - v_a}}.$$

Неравенство (3) во всяком случае выполняется, если $v_b < v_1$, поскольку при рассматриваемом направлении излома ударной адиабаты $(\sigma^* - \sigma_1) / (v_1 - v^*) > (\sigma_a - \sigma^*) / (v^* - v_a)$.

Для вычисления минимальной скорости детонации во второй волне у открытого конца трубы (или у закрытого конца трубы, но при выполнении условия (3)) представим ударные адиабаты исходного вещества в окрестности точки излома 2^* в виде

$$(4) \quad \sigma^\pm = \sigma^* + a^\pm(v - v^*) + b^\pm(v - v^*)^2, \\ b^\pm > 0.$$

Знаки \pm в (4) указывают на то, что соответствующие величины имеют два значения, причем знак $+$ относится к ударной адиабате, расположенной выше точки излома 2^* , а знак $-$ относится к ударной адиабате $1-2^*$.

Аналогичное разложение для ударной адиабаты разрежения с начальным состоянием в точке Жуге можно представить в виде

$$(5) \quad \bar{\sigma}^\pm = \sigma^* + a^\pm(v - \bar{v}^*) + b^\pm(v - \bar{v}^*)^2 + f(v)q = \\ = \sigma^* + f(\bar{v}^*)q + A^\pm(v - \bar{v}^*) + B^\pm(v - \bar{v}^*)^2, \\ A^\pm = a^\pm + f'(\bar{v}^*)q, \\ B^\pm = b^\pm + f''(\bar{v}^*)q/2 > 0.$$

Здесь знаки $+$ и $-$ относятся к участкам ударной адиабаты разрежения, расположенным соответственно выше и ниже точки ее излома \bar{v}^* . Разложение (5) следует из (4) с учетом того, что при малых относительных деформациях ударная адиабата исходного вещества и ударная адиабата разрежения продуктов реакции близки к соответствующим изэнтропам и что обе такие изэнтропы сливаются в одну при $q=0$. Значение \bar{v}^* , вообще говоря, отличается от v^* на малую величину, пропорциональную q :

$$\bar{v}^* - v^* = Lq.$$

Значение коэффициента L определяется температурной зависимостью предела упругости (или формой кривой фазового равновесия) и уравнением состояния продуктов реакции. Функция $f(v)$ определяется уравнением состояния продуктов реакции и уравнением ударной адиабаты разрежения с начальным состоянием в точке Жуге.

Приравнивая тангенсы углов наклона касательных, проведенных из точки 2^* к ветвям адиабаты разрежения $\bar{\sigma}^+$ и $\bar{\sigma}^-$, можно получить уравнение для минимального значения q во второй волне. Опуская несложные выкладки, приведем это уравнение, полученное с учетом лишь наименьших степеней малой величины q :

$$(6) \quad A^+ - 2\sqrt{\alpha^+ B^+ q} = A^- + 2\sqrt{\alpha^- B^- q},$$

$$\alpha^\pm \equiv f(v^*) - A^\pm L + B^\pm L^2 q \approx f(v^*) - A^\pm L > 0.$$

Последнее неравенство следует при малых q из того, что $\bar{\sigma}^\pm > \sigma^\pm$ при любом значении v .

Тепловыделению $q = q_{\min}$, удовлетворяющему уравнению (6), соответствует минимальное значение скорости детонации D при реакции во второй волне

$$(7) \quad D_{\min} = v^* \sqrt{-A^+ + \frac{A^- - A^+}{1 + \sqrt{\alpha^- B^- / \alpha^+ B^+}}} + u^*.$$

Здесь u^* — массовая скорость за фронтом первой волны:

$$u^* = D^*(v_1 - v^*)/v_1 \ll D_1.$$

При рассматриваемых здесь малых значениях q имеем $A^\pm \approx a^\pm$. Переходя в этом приближении от A^+ и A^- к скоростям c_+ и c_- продольных звуковых волн исходного вещества в точке 2^* , определенным соответственно при стремлении σ к σ^* сверху и снизу, из (7) получаем

$$(8) \quad D_{\min} = \sqrt{c_+^2 + \frac{c_-^2 - c_+^2}{1 + \sqrt{\alpha^- B^- / \alpha^+ B^+}}} + u^*.$$

Из (8) следует, что при рассматриваемом направлении излома ударной адиабаты, т. е. при $c_+ < c_-$, минимальная скорость детонации во второй волне больше звуковой

$$D_{\min} > C_+.$$

Наименьшее значение минимальной скорости детонации во второй волне $D_{\min} = D_{\min}^0$ достигается в том случае, если свойства исходного вещества таковы, что скорость звука выше точки излома очень мала, $(c_+/c_-)^2 \rightarrow 0$. При этом

$$(9) \quad D_{\min}^0 = \frac{c_-}{\sqrt{1 + \sqrt{\alpha^- B^- / \alpha^+ B^+}}} + u^* \approx \frac{c_-}{\sqrt{1 + \sqrt{\alpha^- B^- / \alpha^+ B^+}}}.$$

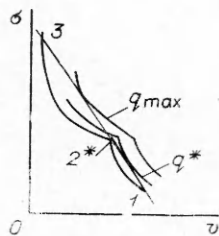
Отметим, что c_- — максимальная скорость распространения продольных звуковых колебаний в упругодеформированном веществе.

Коэффициенты B^+ , B^- разложения (5) обычно являются величинами одного порядка. Это же утверждение справедливо и по отношению к коэффициентам α^+ и α^- . Возможное количественное различие между $\alpha^+ B^+$ и $\alpha^- B^-$ к тому же существенно «сглаживается» при двойном извлечении корня в (8), (9). Подстановка $\alpha^+ B^+ = \alpha^- B^-$ в (9) дает

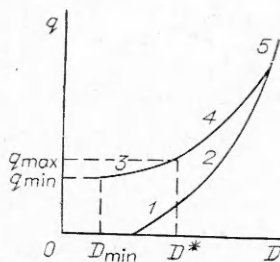
$$(10) \quad D_{\min} \approx c_- / \sqrt{2}.$$

Из структуры выражений (7) — (9) видно, что вариации отношения $\alpha^- B^- / \alpha^+ B^+$ в очень широких пределах, например, от 0.1 до 10, и учет погрешности использованного при выводе (8) и (9) приближения $A^\pm \approx a^\pm$ могут изменить результат (10) лишь на множитель, весьма близкий к единице.

Кроме найденного нижнего предела, существует, конечно, и верхний предел скорости детонации во второй волне. Этот предел совпадает с максимальной скоростью «упругой» ударной волны D^* . При $D > D^*$ вторая волна догоняет первую, и стационарному режиму классической одномерной детонации соответствует обычный детонационный комплекс с одной ударной волной.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Верхняя граница тепловыделения q_{\max} во второй волне, отвечающая пределу $D = D_{\max}$, больше тепловыделения q^* при детонации в первой («упругой») волне максимальной амплитуды $\sigma = \sigma^*$. Разница между q_{\max} и q^* тем больше, чем меньше максимальная упругая деформация исходного вещества. Скорости детонации при $q = q_{\max}$ и $q = q^*$ одинаковы и равны D^* , но интенсивности ударных волн при этом существенно различны. Указанная неоднозначная зависимость q от скорости детонации связана с изломом или перегибом детонационной адиабаты. Возможность касания одной и той же прямой Релея—Михельсона с двумя детонационными адиабатами иллюстрируется фиг. 4. Неоднозначная зависимость q от скорости детонационной волны D схематически изображена на фиг. 5. Номерами обозначены участки кривых $q(D)$, соответствующие следующим рассмотренным выше режимам детонации: 1 — детонация в пределах $q < q^*$ в первой ударной

волне; 2 — детонация с аномально большим химическим пиком; 3 — детонация во второй ударной волне; 4 — детонация с нормальным химическим пиком; 5 — детонация при значениях q , каждому из которых соответствует только одна точка Жуге.

В заключение отметим, что рассмотренные закономерности относятся не только к слабым, но и к мощным ВВ, если в последних при определенных условиях осуществляются так называемые низкоскоростные режимы детонации (см. [12–15] и приведенную там литературу). В ряде мощных конденсированных ВВ наблюдаются [14] дозвуковые режимы детонации (по отношению к скорости продольных звуковых волн в исходном веществе). При этом скорости детонации с точностью до множителя, близкого к единице, согласуются со значением, определяемым (10).

Поступила 6 V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Щелкин К. И. Об одномерной неустойчивости детонации. Докл. АН СССР, 1965, т. 160, с. 1144.
2. Зайдель Р. М., Зельдович Я. Б. Одномерная неустойчивость и затухание детонации. ПМТФ, 1963, № 6, с. 59.
3. Erpenbeck J. Structure and stability of the square wave detonation. Ninth Symposium (International) on Combustion. N. Y., 1963, p. 442.
4. Vaneroff D., Peterson E., Minshall S. Polymorphism of iron at high Pressure. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, № 3, p. 291.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
6. Кузнецов Н. М. Об изломе ударной адиабаты при фазовом переходе первого рода. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 1, с. 156.

7. Кузнецов Н. М. О структуре ударных волн в случае фазовых переходов первого рода. ПМТФ, 1964, № 5, с. 140.
8. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. ГИТТЛ, 1953.
10. Drutmond W. E. Multiple shock Production. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, p. 998.
11. Иванов А. Г., Новиков С. А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1880.
12. Сулимов А. А., Обменин А. В., Коротков А. И., Сулябин П. И. О низкоскоростном режиме взрывчатого превращения зарядов твердых ВВ высокой плотности. Труды III Всесоюзн. симпозиума по горению и взрыву. М., «Наука», 1972, с. 464.
13. Боболев В. К., Дубовик А. В., Карпухин И. А., Рыбаков В. В. Распространение взрыва в тонких слоях твердых взрывчатых веществ. ФГВ, 1969, т. 3, с. 331.
14. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И., Сулимов А. А., Чуйко С. В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
15. Кузнецов Н. М. К неоднозначности и устойчивости детонационного режима в ограниченной среде. ПМТФ, 1968, № 1, с. 45.