

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

А. Ф. БЕЛЯЕВ

**К ВОПРОСУ ОБ УСЛОВИЯХ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ
ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ**

(Представлено академиком Н. Н. Семеновым 10 VII 1940)

Если газы, образовавшиеся при горении взрывчатого вещества, отходят от поверхности последнего со скоростью v , то согласно закону сохранения количества движения у поверхности должно возникнуть повышение давления:

$$p - p_0 = \rho v^2, \quad (1)$$

где ρ — плотность газа. Так как ρ относится к газам, отходящим от поверхности и находящимся при давлении p_0 , то

$$\rho = \rho_0 = \frac{p_0 \mu}{RT}, \quad (2)$$

где p_0 — внешнее давление, μ — средний молекулярный вес отходящих газов и T — их температура. Учтем теперь то обстоятельство, что скорость горения взрывчатых веществ увеличивается с увеличением давления. Повышение давления (1) у горячей поверхности, следовательно, должно вызвать некоторое увеличение скорости горения, которое приведет к еще большему подъему давления и т. д. Можно показать, что при определенных условиях в конце концов установится равновесие, и давление у поверхности будет равняться постоянной величине [кстати, при малых скоростях горения конечное значение подъема давления не будет практически отличаться от вычисленного по уравнению (1)], при некоторых же условиях горение не будет устойчивым и будет непрерывно ускоряться.

Пусть скорость горения взрывчатого вещества — линейная функция давления

$$v' = bp \text{ см/сек.}, \quad (3)$$

тогда

$$v' \rho_1 = m_1 = \rho_1 bp \text{ г/сек.} \cdot \text{см}^2, \quad (4)$$

где ρ_1 — плотность конденсированной фазы. Уравнение (4) определяет массу газов, генерируемых при горении взрывчатого вещества, за секунду, на единицу площади (приход газа).

Преобразовав несколько уравнение (4), получим

$$v \rho_0 = m_2 = \sqrt{(p - p_0) \rho_0} \text{ г/сек.} \cdot \text{см}^2. \quad (5)$$

Уравнение (5) определяет массу газов, отходящих от поверхности, за секунду, на единицу площади (уход газа).

Очевидно, условием стационарного режима горения должно быть равенство прихода и ухода газов:

$$m_1 = m_2 \quad \text{или} \quad \rho_1 b p = \sqrt{(p - p_0) \rho_0}, \quad (6)$$

откуда, принимая во внимание отношение (2), получим:

$$p = p_0 \frac{1}{2\alpha} (1 \pm \sqrt{1 - 4\alpha}), \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{RT\rho_1^2 b^2}{\mu}$; из двух знаков перед корнем необходимо брать знак минус. Выражение (7) можно разложить в ряд вида

$$p = p_0 (1 + \alpha + 2\alpha^2 + 5\alpha^3 + \dots). \quad (7a)$$

Уравнение (7) или (7a) дает искомое значение давления (с учетом линейной зависимости скорости горения от давления) на поверхности горящего взрывчатого вещества при внешнем давлении p_0 , при наличии стационарного горения.

Уравнение (7) дает для p действительные значения при условии $\alpha < \frac{1}{4}$. Если $\alpha > \frac{1}{4}$, то выражение под корнем становится мнимым.

При $\alpha > \frac{1}{4}$, при любом значении внешнего давления p_0 , приход газов будет больше ухода, давление у поверхности будет непрерывно нарастать и скорость горения непрерывно увеличиваться.

Границей стационарного режима горения является условие $\alpha = \frac{1}{4}$; при этом уравнение (7) принимает вид:

$$p = 2p_0. \quad (8)$$

Следовательно, в частности, горение на открытом воздухе может быть устойчивым только при условии, что давление у горячей поверхности не превосходит 2 ат.

Подсчитаем повышение давления для некоторых частных случаев горения на открытом воздухе. Пусть $\rho_1 = 1,5$; $T = 2500^\circ\text{K}$, $\mu = 30$ и скорость горения, при давлении в 1 ат, 0,1 см/сек. (следовательно, при абсолютной единице давления $b \approx 10^{-7}$ см/сек.). Как нетрудно видеть, эти данные довольно близко соответствуют случаю горения на открытом воздухе: желатины-динамита, бездымного пороха, метилнитрата и т. д. Подставляя указанные выше данные в уравнение (7), получим $p \approx 1,0002$ ат, т. е. при этих данных повышение давления у горячей поверхности составляет всего несколько десятитысячных атмосфер. [По этому вопросу выводы автора полностью совпадают с выводами К. Андреева (1).] Если представить, что горит вещество, имеющее те же значения ρ_1 , T и μ , но скорость горения, при 1 ат, 1 см/сек., то повышение давления у горячей поверхности $\sim 0,02$ ат.

Критическая скорость горения ($\alpha = \frac{1}{4}$) при 1 ат у вещества с данными ρ_1 , T и μ будет порядка 5 см/сек. (при этом скорость отходящих газов должна быть порядка скорости звука). Следовательно, при $\rho_1 = 1,5$; $T = 2500^\circ\text{K}$ и $\mu = 30$ вещество (при условии, что его скорость горения пропорциональна давлению) может гореть с постоянной скоростью только в том случае, если его скорость горения при атмосферном давлении не выше 5 см/сек.

В противном случае при любом начальном давлении горение будет неустойчивым, ускоряющимся. Если взять вещество с большей плотно-

стью и с более высокой температурой горения, то для такого вещества критическая скорость горения будет ниже. Так, если взять $\rho_1 = 4,5$ и $T = 5000^\circ \text{K}$, то критическая скорость, соответствующая внешнему давлению 1 ат, будет всего только порядка 1 см/сек.

До сих пор мы подразумевали под скоростью v скорость нормального распространения горения (т. е. скорость распространения реакции вглубь вещества параллельными слоями). Необходимо отметить, что почти у всех взрывчатых веществ, обладающих способностью к горению, нормальная скорость горения значительно ниже установленных выше критических скоростей. Больше того, с точки зрения уточненной тепловой теории горения Зельдовича и Франк-Каменецкого ⁽²⁾ у взрывчатых веществ, которые горят в газовой фазе [а к таковым относится большинство вторичных взрывчатых веществ ⁽³⁾], указанная выше критическая скорость горения при атмосферном давлении является невозможной, исключая тот случай, когда зажигание осуществляется агентами, имеющими скорость много больше скорости звука (кванты света, электроны и т. д.).

Нетрудно, однако, показать, что при определенных условиях и в первую очередь при нарушении режима горения параллельными слоями может быть легко достигнута критическая скорость сгорания, хотя скорость нормального горения будет относительно малой.

Представим себе, что горит кристаллическое взрывчатое вещество и горение частично проникло в поры вещества. Тогда, очевидно, поверхность фронта пламени будет сильно увеличена, что вызовет соответствующее увеличение количества сгорающего вещества.

В случае жидкого или расплавленного взрывчатого вещества аналогичное ускорение сгорания и увеличение массы генерируемых газов должно иметь место при вскипании вещества ⁽⁴⁾, т. е. при наличии энергичного перемешивания и образования значительного количества пузырьков пара, по которым горение проникает вглубь жидкости. Следует отметить, что и в случае газовых смесей, по мнению К. Щелкина ⁽⁵⁾, основной причиной перехода горения в детонацию является турбулизация смеси, вызывающая резкое увеличение скорости сгорания.

Можно положить, что ⁽⁶⁾

$$\frac{m}{m_0} = \frac{S}{S_0};$$

здесь m_0 —масса газов, генерируемых при наличии режима горения параллельными слоями, S_0 —поверхность фронта пламени при горении параллельными слоями (S_0 , очевидно, также поперечное сечение струи отходящих газов), S —поверхность фронта пламени при нарушении режима горения параллельными слоями и m —масса газов, генерируемых в последнем случае.

Из отношения (8) следует, что в случае вещества, имеющего нормальную скорость горения параллельными слоями, при атмосферном давлении порядка 0,1 см/сек., для получения критических скоростей сгорания, точнее, критических скоростей генерации газа, необходимо увеличение поверхности фронта пламени в несколько десятков раз.

Несомненно, что при достаточно сильном нарушении режима горения параллельными слоями, при энергичном кипении или при наличии пор и возможности проникновения горения глубоко в поры, такое увеличение фронта пламени может легко произойти и повлечь за собой «срыв» устойчивого режима горения, непрерывное нарастание скорости и в конечном итоге развитие детонации. Возможно, в частности, что этот «срыв» и является одним из основных путей перехода горения в детонацию; во всяком случае изучение горения кипящих взрывчатых веществ дает основание к этому предположению.

Расчеты и соображения, приведенные в настоящей заметке, конечно, довольно схематичны. В самом начале было предположено, что скорость горения $v = br$, однако возможность широкого применения этого закона не является доказанной. Учет возможной нелинейной зависимости v от r , неидеальности газов, снижения температуры, вследствие перехода части тепловой энергии в энергию движения газа, и ряд других уточнений могут изменить численные значения, подсчитанные в качестве первого приближения, однако общий вид уравнений должен сохраниться при условии, что показатель у r больше 0,5.

При расчете предполагалось, что газы могут отходить только в одном направлении, неучтенная возможность отхода газов в бок может повысить критические значения скоростей. Если вещество горит в незамкнутой оболочке, то, наоборот, стенки оболочки должны создавать отходу газов дополнительное сопротивление и облегчать «срыв» стационарного режима горения. В последнем случае расчет должен вестись, понятно, несколькими методами. Следует также иметь в виду, что при глубоком проникновении горения вглубь вещества могут иметь место в отдельных порах или пузырьках локальные повышения давления, значительно превосходящие общее повышение давления на поверхности. Все эти обстоятельства, конечно, необходимо учесть при дальнейшей разработке вопроса. Целью же настоящей заметки является показать, что при определенных условиях невозможность стационарного режима горения и переход горения в детонацию являются следствием простых законов газодинамики.

За ценные указания при выполнении настоящей работы автор выражает благодарность проф. Я. Зельдовичу и проф. Ю. Харитону.

Институт химической физики
Академии Наук СССР
Ленинград

Поступило
12 VII 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ К. Андреев, Сборник статей по теории взрывч. веществ, Оборонгиз, 57—59 (1940). ² Я. Зельдович и Д. Франк-Каменецкий, ЖФХ, 12, 100—105 (1938). ³ А. Беляев, ЖФХ, 12 (1938). ⁴ А. Беляев, ДАН, XXIV, 253—255 (1939). ⁵ К. Щелкин, ДАН, XXIII, 636—640 (1939). ⁶ H. Coward a. F. Hartwell, Journ. Chem. Soc., 1996, 2676 (1932).