

Зависимость давления возникновения взрыва  $p$  от скорости нарастания давления  $m$  (атм/сек) для гексогена приведена на фиг. 4. Образцы имели диаметр 8 и высоту 40 мм. Наклон кривой дает характерное время  $\sim 0.7$  сек, которое нужно понимать как время развития процесса самовоспламенения.

Кроме того, была изучена зависимость величины давления срыва нормального горения  $p$  от высоты образца  $h$ . При этом оказалось, что она влияет на давление срыва через суммарный объем пор, приходящийся на единицу площади поперечного сечения образца. В изученном интервале параметров увеличение высоты при неизменной  $\delta$  (фиг. 5, точки 1) давало тот же эффект, как добавление искусственной полости объема, равного приращению объема пор образца при увеличении высоты. На фиг. 5 точками 2 показаны данные для последнего случая. При этом для сравнения высоты образцов приведены к диаметру 8 мм и  $\delta = 0.7$ , что соответствует условиям точек 1.

Известно [4], что при горении пористых ВВ наблюдается следующая схема изменений режимов горения: нормальное — конвективное — взрывное горение — детонация. Эта схема соответствует следующим соотношениям:

1. Скорость потока в поры образца из объема  $\omega = 0$ . В этом случае нормальное горение идет устойчиво.

2.  $0 < \omega \leq w$ , где  $w$  — скорость оттекающих продуктов горения. Этот случай рассмотрен в данной работе: по истечении времени индукции возникает взрыв в порах.

3.  $\omega > w$ . Соответствует конвективному горению [3-5].

4.  $\omega \gg w$ . Взрыв наступает почти сразу после воспламенения в результате прорыва высокотемпературных конечных продуктов горения в поры ВВ. Этот случай имел место в работе [4].

Авторы благодарят И. А. Карпухина и Г. А. Афанасьева за обсуждение затронутых вопросов.

Поступила 18 III 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. По х и л П. Ф. О механизме горения бездымных порохов. Сб. Физика взрыва, Изд. АН СССР, 1953, вып. 2.
2. T a y l o r W. A Melting stage in the burning of solid secondary Explosives. Comb. and Flame, 1962, vol. 6, p. 103.
3. T a y l o r W. The burning of secondary Explosives powderes by a convective mechanism. Trans. Faraday Soc., 1962, vol. 58, 561.
4. А н д р е в К. К. Термическое разложение и горение ВВ. Госэнергоиздат, 1957.
5. G r i f f i t h s et al. The burping to detonation of solid explosives. Griffiths J. Chem. Soc., 1960, vol. 11, p. 4154-4162.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛАДКОСТИ ФРОНТА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

С. Н. Буравова, А. Н. Дремин, О. К. Розанов,  
В. С. Трофимов  
(Москва)

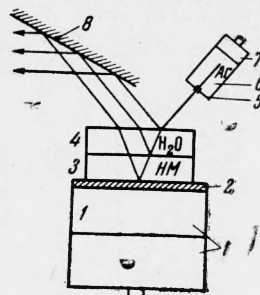
В работе [1,2] приводятся данные, доказывающие тот факт, что детонационный фронт в разбавленных смесях нитрометана (НМ) и ацетона (А) является негладким.

Из этого, по аналогии с детонацией в газах [3,4], сделано заключение о том, что реакция в детонационной волне идет не равномерно по всему фронту, а наиболее интенсивна в отдельных его точках. В настоящей работе приводятся экспериментальные данные, доказывающие негладкость детонационного фронта во всех смесях НМ-А и в чистом НМ. В дальнейшем все эти вещества обозначаются НМ.

Идея опытов основана на том, что гладкая поверхность детонационного фронта должна работать как зеркало, от которого можно получить регулярное отражение. На фиг. 1 приводится схема опыта: 1 — активный заряд; 2 — полированная металлическая пластинка; 3 — НМ; 4 — вода, которая наливается над слоем НМ для контроля правильности оптической установки (известно, что ударная волна в инертной жидкости — зеркально гладкая [5]). На детонационную волну под углом  $40^\circ$  к ее поверхности падает луч от источника света.

Источником света служит аргон 6, сжатый сильной ударной волной от заряда 7, свет от которой проходит через щель 5. Луч, отраженный под углом  $40^\circ$  к поверхности волны, направляется в объектив СФР зеркалом 8. Щель СФР устанавливается перпендикулярно щели 5 и вырезает из нее точку.

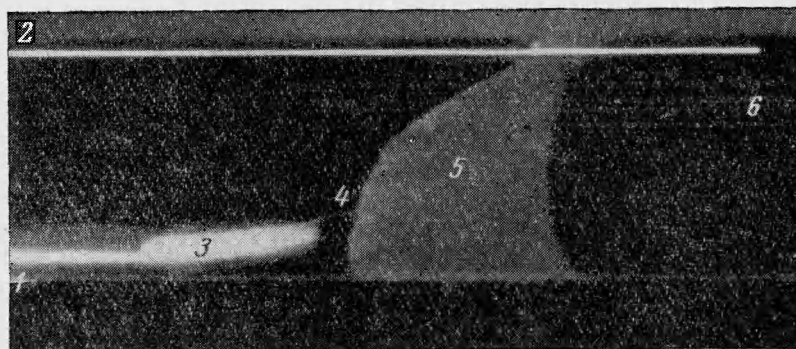
Отражениям от неподвижных поверхностей соответствуют на пленке горизонтальные линии, от движущихся — наклонные.



Фиг. 1

На фиг. 2 приведена одна из фотографий, полученных в данной серии опытов для смеси (НМ) : (А) = 80 : 20. Цифрами на ней обозначены следы отражения: 1 — от дна сосуда; 2 — от поверхности воды; 3 — от движущегося дна сосуда; 4, 6 — соответственно от ударной волны в НМ и в воде; 5 — предполагаемое положение искомого следа отражения от детонационной волны.

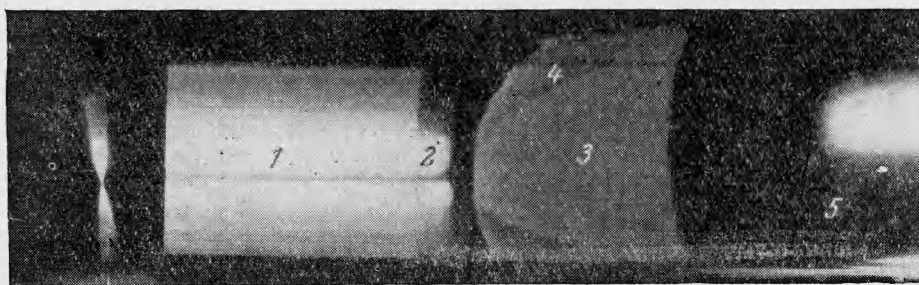
На фиг. 2 видно, что зеркальное отражение от детонационной волны отсутствует, хотя оно наблюдается от ударных волн в воде и в НМ. След последнего на снимке пропадает в тот момент, когда детонация по сжатому НМ, возникшая, по-видимому, на границе раздела НМ — металл, догоняет ударный фронт.



Фиг. 2

Отсутствие отражения говорит о том, что либо фронт детонации поглощает весь падающий на него свет, либо он имеет шероховатость, порядок которой значительно больше длины световых волн. В последнем случае должно наблюдаться рассеяние света от фронта детонации.

Схема опыта по наблюдению рассеяния аналогична приведенной на фиг. 1. Отличается она тем, что щель 5 взята значительно шире, лучи падают на поверхность фронта детонации под прямым углом, и на их пути установлена линза, фокусирующая изображение щели 5 на поверхность детонационной волны, а рассеянный свет наблюдается под углом  $60^\circ$  к ее поверхности. Металлическая пластина не полирована.



Фиг. 3

На фиг. 3 приведена фотография, полученная в этом опыте для смеси (НМ) : (А) = 80 : 20. Такие же точно картины наблюдаются в других смесях и в чистом НМ. Слева на фиг. 3 приведена фотография рассеяния света электрической лампы от дна сосуда перед опытом. Во время опыта наблюдается рассеяние дном света источника как до входа 1 ударной волны в НМ, так и после входа 2 ударной волны. Рассеянный свет отчетливо виден на фоне свечения (4) нормальной детонации (расширяющийся след 3 с резкими границами) и исчезает, как только детонация переходит в ударную волну в воде. Наличие рассеяния говорит о том, что коэффициент отражения света от фронта детонации достаточно велик, и при том же фоне свечения детонации отражения от этого фронта должно быть видно на фиг. 2, если бы фронт был зеркально гладким.

Следует отметить, что фронт детонационной волны во всех опытах был выпуклый. В силу этого на фиг. 3 наблюдается тонкий след 5, соответствующий регулярному отражению света от выпуклой ударной волны в воде.

На смеси (НМ) : (А) = 70 : 30, в которой неоднородности на фронте детонации отчетливо видны на торцовых развертках процесса [1, 2], были проведены опыты по определению размеров этих неоднородностей в направлении распространения детонации. Для этого на торец стальной трубы с НМ натягивались две параллельные прозрачные полиэтиленовые пленки толщиной 0.03 мм с воздушным зазором между ними 0.2 мм. На соответствующей торцовой развертке распространения детонации в этой смеси видно, что свечение воздушного зазора при выходе детонации на торец заряда возникает не одновременно, в полном соответствии с наблюдаемыми на том же снимке неоднородностями на фронте. Приблизительная оценка показывает, что размер неоднородностей на фронте детонации в направлении ее распространения по крайней мере на порядок меньше их размеров в перпендикулярном направлении.

Авторы благодарят В. А. Коломенкина, Г. Г. Немцова, В. А. Парамонова и Д. И. Герасимову за помощь при проведении экспериментов.

Поступила 18 III 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н., Розанов О. К. О детонации смесей нитрометана с ацетоном. Докл. АН СССР, 1964, т. 139, № 1.
2. Дремин А. Н., Розанов О. К., Трофимов В. С. О механизме детонации жидких взрывчатых веществ. ПМТФ, 1963, № 1.
3. Щелкин К. И. Два случая неустойчивого горения. Ж. эксп. и теор. физ., 1959, т. 36, стр. 600.
4. Волин Б. П., Трошин Я. К., Филатов Г. И., Щелкин К. И. О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации. ПМТФ, 1960, № 2.
5. Зельдович Я. Б., Кормер С. Б., Сеницын М. В., Юшко К. Б. Исследование оптических свойств веществ при сверхвысоких давлениях. Докл. АН СССР, 1961, т. 138, № 6.

#### О СМЕЩЕНИИ ХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПРИ НАРУШЕНИИ МАКСВЕЛЛОВСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

*Е. В. Ступоченко (Москва)*

Рассматривается стационарное состояние диссоциации двухатомного газа, состоящего из примеси в легком одноатомном газе, возмущенном источниками «быстрых» частиц (тоже легких). Получено выражение постоянной смещенного диссоциационного равновесия через статистические суммы для различных степеней свободы молекулы. Интенсивность источника и начальная энергия «быстрых» частиц входят в результат только через температуру  $\theta$  нижних колебательных уровней. Рассматриваемое смещение химического равновесия вызывается частицами, начальная кинетическая энергия которых меньше энергии, необходимой для возбуждения нижних колебательных уровней молекулы.

Для ряда процессов в физических системах характерно наличие источников частиц, появляющихся с некоторой начальной энергией, значительно превышающей средние тепловые энергии. Если характерное время вызванных источником изменений макроскопических величин достаточно велико, в системе устанавливаются квазистационарные неравновесные распределения различных форм энергии. Для оценки роли подобных возмущений в кинетике различных процессов представляет интерес определение условий, при которых источники частиц приводят к существенному нарушению равновесных распределений. В [1] рассмотрено влияние возмущения в максвелловском распределении на распределение колебательной энергии. Ниже рассматривается вопрос о смещении химического равновесия в системе, возмущенной источниками частиц.

Пусть молекулы, диссоциирующие по уравнению  $2A - A_2 = 0$ , образуют небольшую примесь в одноатомном газе, масса  $m$  частиц которого мала по сравнению с массой молекулы. Примем следующую упрощенную схему колебательных уровней молекулы. Первые  $s + 1$  уровней (0, 1, 2, ...,  $s$ ) — эквидистантные уровни гармонического осциллятора с частотой  $\nu$  и с соответствующими вероятностями переходов при столкновениях, рассматриваемых в адиабатическом приближении.

Считаем, что  $\exp(-h\nu/kT) \ll 1$  и область скоростей  $v$  легких частиц, которая существенна для возбуждения нижних колебательных уровней, лежит в хвосте максвелловской кривой. Верхние  $n - s$  уровней (необязательно эквидистантные) характеризуются настолько малыми значениями  $h\nu_{i, i-1}$  ( $s \leq i \leq n - 1$ ), что переходы между ними — прямые и обратные, — так же как и переход с верхних уровней в сплошной спектр (диссоциация), связаны в основном с соударениями в области средних тепловых скоростей или близкой к ней.