

вызванное тепловым расширением газа, приводит к тому, что в область за угловой точкой не может попасть ни одна линия тока — поэтому эта область должна быть заполнена неподвижным относительно фронта пламени газом. Легко найти угол  $\beta$  в этой области:

$$\beta = 2\alpha(1-r) = \frac{4Ak}{\pi}(1-r) \quad (9)$$

Здесь  $r$  — отношение плотности продуктов сгорания к плотности холодного газа.

Действие вязкости, а также турбулентное размытие образующегося за угловой точкой тангенциального разрыва, приводит к тому, что застойная область существует лишь вблизи угловой точки. На больших расстояниях от фронта пламени за угловой точкой возникает турбулентный след.

Поступила 18 VIII 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д. К теории медленного горения. Ж. эксперим. и теор. физ., 1944, т. 14, вып. 6.
2. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонация газов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1944.
3. Markstein G. H. Experimental and theoretical studies of flame-front stability. J. Aeronaut. Sci., 1951, v. 18, No. 3.
4. Non-steady flame propagation. Ed. by G. H. Markstein. Pergamon Press, 1964.
5. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б., Истратов А. Г. О диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени. ПМТФ, 1962, № 4.
6. Зельдович Я. Б., Розловский А. И. Об условиях возникновения неустойчивости нормального горения. Докл. АН СССР, 1947, т. 37, № 4.
7. Ракипова Х. А., Трошин Я. К., Щелкин К. И. Измерение скоростей пламени ацетилено-кислородных смесей. Ж. техн. физ., 1947, т. 17, вып. 12.
8. Трошин Я. К., Щелкин К. И. Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость горения. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, № 9.
9. Истратов А. Г., Либрович В. Б. Об устойчивости распространения сферического пламени. ПМТФ, 1966, № 1.
10. Petersen R. E., Emmons H. W. The stability of laminar flames. Phys. Fluids. 1961, vol. 4, No. 4.
11. Щелкин К. И. Неустойчивость горения и детонации газов. Усп. физ. наук, 1965, т. 87, вып. 2.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.

#### О ФОРМЕ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА, ГОРЯЩЕГО ЗА ПРЕДЕЛОМ УСТОЙЧИВОСТИ

А. Д. Марголин, С. В. Чуйко

(Москва)

После работы Л. Д. Ландау [1] об устойчивости нормального горения жидких взрывчатых веществ опубликовано много экспериментальных исследований этого явления, например [2,3]. В данной работе на основе теории Ландау исследуется форма возмущений, которые развиваются на поверхности горящего жидкого вещества в сосуде круглого сечения, и рассчитывается влияние диаметра сосуда на устойчивость горения. Приводятся также результаты экспериментального наблюдения за формой поверхности жидкости при развитом турбулентном режиме горения в круглой цилиндрической трубке. Расчет проводился в обычных предположениях, что химическая реакция горения происходит в тонком слое паров над плоской (мениск не учитывается) поверхностью невязкого жидкого взрывчатого вещества.

При горении в цилиндрической трубке, помимо условий на горячей поверхности, должны удовлетворяться граничные условия на стенках трубки, где радиальная составляющая скорости равна нулю. Этим условием определяются допустимые значения волнового числа возмущения поверхности  $k$ :

$$k = k_{mn} = \alpha_{mn} / R \quad (1)$$

где  $\alpha_{mn}$  — корни первой производной функции Бесселя  $I_m$  первого рода порядка  $m$ , а  $n$  — номер корня и  $R$  — радиус трубки. Форма элементарных возмущений поверхности  $\xi(r, \varphi)$

$$\xi \sim I_m(\alpha_{mn} r / R) \cos m\varphi$$

определяется значениями целых чисел  $m$  (количество узловых диаметров) и  $n$  (количество узловых окружностей). Критическая скорость горения  $W_*(R)$  связана с диа-

метром трубки  $2R$  [4]. (2)

$$\frac{W_*^2(R)}{W_*^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{k_*}{k} + \frac{k}{k_*} \right), \quad (\rho_1 W_*)^4 = \frac{4\sigma \rho_1^2 \rho_2 g}{\rho_1 - \rho_2}$$

Здесь  $\bar{W}_*$  — критическая скорость горения в трубке бесконечного радиуса [1].

Подставив в (2) соотношение (1) для горения в цилиндрической трубке, имеем

$$u^2 = \frac{W_*^2(R)}{W_*^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha_{nm}}{Rk_*} + \frac{Rk_*}{\alpha_{mn}} \right), \quad k_*^2 = \frac{g\rho_1}{\sigma} \quad (3)$$

В случае плоскопараллельного сосуда в (3) вместо  $\alpha_{mn}$  нужно подставлять  $1/2$  ил ( $i = 1, 2, \dots$ )

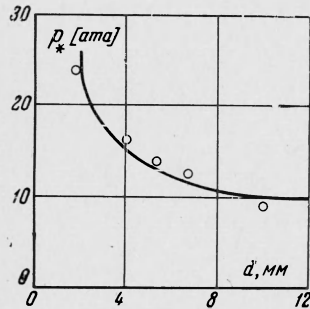
[4];  $R$  половина большой стороны прямоугольника поперечного сечения сосуда.

Зависимость скорости горения от радиуса трубки (фиг. 1) при  $Rk_* > 1$  (широкие трубки) имеет невысокие максимумы. Если их не учитывать, то зависимость критической скорости горения от радиуса трубки  $W_*(R)$  будет существенной только в узких трубках, т. е.

$$u = 1 \quad \text{при } Rk_* > 1$$

$$u^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{R_1}{R} + \frac{R}{R_1} \right) \quad \text{при } Rk_* < 1 \quad (4)$$

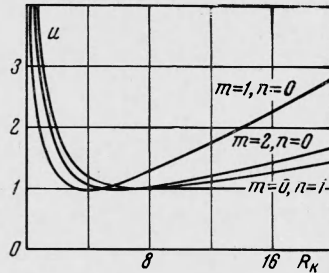
где  $R_1 = \alpha_{10} k_* = 1.84 k_*$  (для горения в круглой трубке) и  $R_1 = 1/2 \pi k_* = 1.57 k_*$  (для плоского сосуда). Формула (4) достаточно хорошо описывает данные по зависимости критической скорости горения нитрогликоля от диаметра трубки, приведенные на фиг. 2 (точки — эксперимент, кривая — расчетная). На фиг. 2 работы [4] зависимость скорости горения нитрогликоля от диаметра трубки описывается также кривой, построенной по формуле (4), однако  $R_1$  было подобрано эмпирически, а в данной работе  $R_1$  рассчитано.



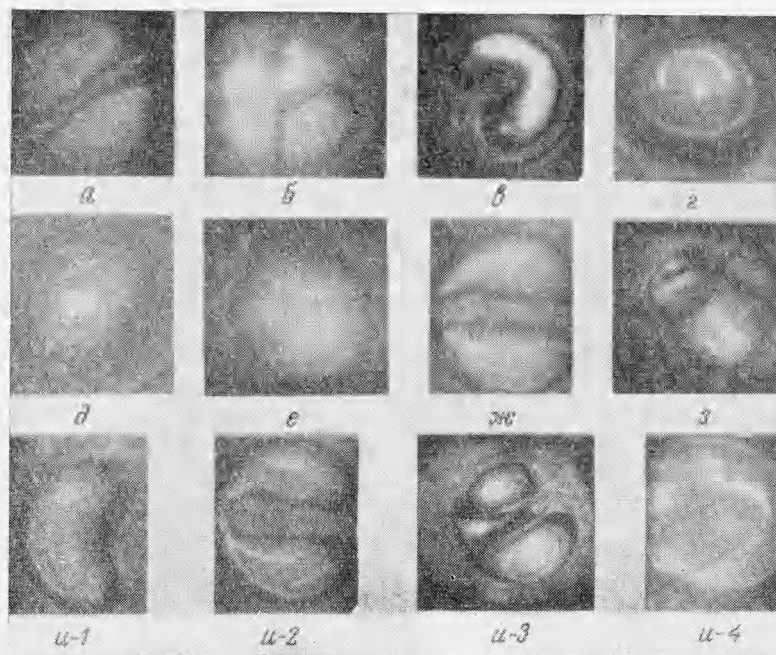
Фиг. 2

Форма поверхности горящего за пределом устойчивости жидкого взрывчатого вещества наблюдалась экспериментально путем скоростной (2000 кадров в сек.) киносъемки с торца через слой горячей жидкости. Были исследованы два вещества — нитрогликоль и дигликольдинитрат, для которых критические давления возникновения неустойчивого горения равны соответственно около 15 и 54 атм (в пробирке диаметром 6 мм). Так как съемка производилась в собственном свечении, преломление света на поверхности жидкости искривало ее структуру. На фиг. 3, а—з приведены типичные кадры киносъемки горения на неустойчивом режиме. Эти фото получены при горении под давлением: а — 14, б — 24, в — 20, г — 30, д — 17, е — 26, ж — 22, з — 16 атм. Рассмотрение кинокадров показывает, что фото фиг. 3, а можно сопоставить с модой  $m = 1, n = 0$  (один узловый диаметр); фото фиг. 3, б — с модой  $m = 2, n = 0$  (два узловых диаметра). Другие кадры соответствуют более сложным комбинационным модам. Кадр фиг. 3, а является наиболее распространенным: такая форма возмущения встречается почти во всех отснятых фильмах для обоих веществ. Снимки, полученные при горении дигликольдинитрата, по внешнему виду не отличаются от снимков горения нитрогликоля. Однако рассмотрение кинофильмов показало, что в этом веществе происходит вращательное движение пламени, вызванное волной на поверхности жидкости, бегущей по окружности трубки. При развитом режиме неустойчивого горения наблюдается своеобразный процесс усложнения формы возмущений: возникают два полукруга, каждый из которых затем делится пополам, после чего процесс деления ускоряется и быстро образуется сложная картина комбинации различных мод движения. На фиг. 3, и приведены последовательные кадры киносъемки такого процесса деления при горении дигликольдинитрата под давлением 62 атм в трубке диаметром 6 мм. Кроме отмеченных мод, иногда наблюдаются также и радиальные пульсации жидкости (фиг. 3, д).

При повышении давления (скорости горения) размеры отдельных элементов возмущений уменьшаются, крупные неоднородности пропадают, образуется как бы составленная из отдельных лоскутков картина поверхности. Киносъемка с торца позволяет оценить время развития возмущений. Так, в приведенном на фиг. 3, и случае оно составило около 15 мсек. Снимки поверхности жидкости, горячей на возмущенном режиме, были сделаны в условиях, когда скорость распространения горения в десятки раз превышала нормальную. Однако видимое на снимках увеличение поверхности горения небольшое, не более чем в 2—3 раза. Вероятно, видимая на некоторых снимках поверхность покрыта мелкими волнами. Все же увеличение скорости горе-

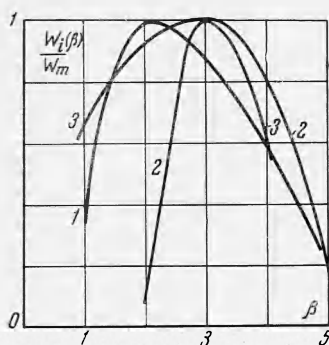


Фиг. 1



Фиг. 3

ния в десятки раз, по сравнению с нормальной, тривиальными геометрическими причинами объяснить нельзя. Нужно было бы предположить, что высота отдельных волн в десятки раз больше расстояния между волнами. Поэтому можно заключить, что



Фиг. 4

возмущенное горение жидкости является турбулентным. Об этом свидетельствуют и данные, представленные на фиг. 4: зависимость отношения скорости горения  $W_t(\beta)$  к максимальной при данном давлении  $W_n$  от состава  $\beta$  смеси тетранитрометана (ТНМ) с этанолом, выраженного в объемных долях ТНМ на одну часть этанола. Кривая 1 получена при  $p = 2 \text{ атм}$  и соответствует медленному горению; кривые 2 ( $p = 8 \text{ атм}$ ) и 3 ( $p = 40 \text{ атм}$ ) соответствуют возмущенному горению. Абсолютные значения  $W_t(\beta)$  на кривых 1, 2 и 3 отличаются в  $\sim 10^3$  раз. Видно, что максимум скорости возмущенного горения, по сравнению с нормальным горением, сдвинут в область более горячих смесей. Такой же эффект получен и на смеси ТНМ — бутанол. Эти данные можно сопоставить с аналогичными результатами, полученными при горении газовых смесей, где они также трактуются как доказательство истинно турбулентного характера горения [3]. Однако в целом возмущенное горение жидкостей является еще более сложным явлением, чем турбулентное горение газов.

Поступила 23 XII 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д. К теории медленного горения. Ж. эксперим. и теор. физ., 1944, 14, № 4.
2. Андреев К. К. Термическое разложение и горение ВВ. Госэнергоиздат, 1957.
3. Андреев К. К., Глазкова А. П., Терешкин И. А. К вопросу о влиянии давления на горение жидких ВВ. Ж. физ. химии, 1961, т. 35, № 2.
4. Марголин А. Д., Чекирда Л. Ф., Чуйко С. В. Об устойчивости горения жидких ВВ при постоянном давлении. Инж. ж., 1963, т. 3, № 3.
5. Соколик А. С., Карпов В. П. Зависимость скорости турбулентного горения от ламинарной скорости и температуры горения. Докл. АН СССР, 1959, т. 129, № 1.