меньшей теплотой газификации обладают производные дифенила (200—300 *кал/г*).

Из теоретических соображений следует, что в рамках неодномерной задачи теплота газификации должна влиять на форму поверхности горящего заряда и скорость горения. Однако ясно, что теплота газификации горючего не является независимым параметром. Величина $Q_{газ}$ связана с такими параметрами, как химическая структура горючего, теплота его сгорания и т. д., которые сами по себе существенно влияют на скорость горения. Поэтому отсутствие корреляции между $Q_{газ}$ и скоростью горения смесевой системы (см. табл. 3) указывает на то, что $Q_{газ}$ горючего не является основным параметром, определяющим скорость горения смесевой системы.

Поступила в редакцию
30/VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Дмитриев, О. А. Кочетов и др. ФГВ, 1969, **5**, 1.
2. К. К. Андреев. Сб. «Теория ВВ». М., Оборонгиз, 1963.
3. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М., «Наука», 1966.
4. P. Gray, I. C. Lee, D. C. Taylor. 6-th Symposium (International) on Combustion, 1957.
5. В. Э. Анников, Б. Н. Кондриков, Н. А. Полякова. ФГВ, 1969, **5**, 1.
6. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных ВВ. М., «Наука», 1968.
7. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, **12**, 11—12.

УДК 538.4+536.46

О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ В МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ ПРИ БОЛЬШИХ Re_m

А. С. Плешанов
(Москва)

Гидродинамическая неустойчивость фронта медленного горения по отношению к малым периодическим возмущениям его формы была теоретически установлена в классической гидродинамике Даррье [1] и Ландау [2]. В данной работе дается обобщение результатов этих работ на случай идеально проводящей несжимаемой жидкости в магнитном поле.

Систему уравнений магнитной гидродинамики удобно записать здесь в симметричной форме [3]

$$[\partial/\partial t + (\vec{w}_\pm \nabla)]\, \vec{w}_\pm + \nabla \varphi = 0, \ \operatorname{div} \vec{w}_\pm = 0,$$
$$\vec{w}_\pm = \vec{v} \pm \vec{u}, \ \varphi = p/\rho + \vec{u}^2/2, \quad \vec{u} = \vec{H}/\sqrt{4\pi\rho}\,, \tag{1}$$

где $\vec{v}$ — скорость; $\vec{H}$ — напряженность магнитного поля; p — давление; ρ — плотность. На поверхности разрыва должны соблюдаться условия непрерывности [4] потока массы

$$\{j\} \equiv \{\rho v_\perp\} = 0,$$

нормальной компоненты потока импульса

$$\{g_\perp\} \equiv \{p + \rho v_\perp^2 + 1/2\rho(\vec{u}_\parallel^{\,2} - u_\perp^2)\} = 0,$$

его тангенциальной компоненты

$$\{\vec{g}_\parallel\} \equiv \{j\vec{v}_\parallel - \rho u_\perp \vec{u}_\parallel\} = 0, \qquad (2)$$

нормальной компоненты магнитного поля

$$\{\sqrt{\rho}\, u_\perp\} = 0$$

и тангенциальной компоненты электрического поля

$$\{\sqrt{\rho}\,(u_\perp \vec{v}_\parallel - v_\perp \vec{u}_\parallel)\} = 0. \qquad (3)$$

Здесь и далее индексы $\perp$ и $\parallel$ относятся к векторам, нормальным и тангенциальным к поверхности разрыва соответственно.

Условие непрерывности нормальной компоненты потока энергии

$$\{g_\perp\} \equiv \{j(w + v^2/2) + \rho\,[v_\perp \vec{u}_\parallel^{\,2} - u_\perp(\vec{v}_\parallel \vec{u}_\parallel)]\} = 0,$$

где w — энтальпия, следуя [2], привлекаться не будет. Вместо него будет использовано условие для вариации потока массы $\delta j = 0$ [2], которое является частным случаем условия $j = j(g_\perp, q_\perp)$ или более общего соотношения. Отметим здесь, что вопреки распространенному представлению (см., например, [5]) непрерывность вариации потока энергии неэквивалентна условию $\delta j = 0$, а следует из непрерывности вариаций других потоков (например, в классической гидродинамике, где возмущение энтропии определяется возмущением ротора скорости).

Выписанные уравнения следует проварьировать. Вариации векторных величин на поверхности разрыва включают возмущение его формы и имеют вид:
для нормальной компоненты скорости —

$$\delta v_\perp = v_\perp' - [\partial/\partial t + (\vec{v}_\parallel \nabla_\parallel)]\,\zeta' = [v_\perp' - i(\vec{k}_\parallel \vec{v}_\parallel)\,\zeta'] - \Omega\,\zeta' = \delta v_\perp' - \Omega\,\zeta', \qquad (4)$$

для тангенциальной компоненты скорости —

$$\delta \vec{v}_\parallel = \vec{v}_\parallel' + v_\perp \nabla_\parallel \zeta' = \vec{v}_\parallel' + i\vec{k}_\parallel v_\perp \zeta',$$

для нормальной компоненты магнитного поля —

$$\delta u_\perp = u_\perp' = (\vec{u}_\parallel \nabla_\parallel)\,\zeta' = u_\perp' - i(\vec{k}_\parallel \vec{u}_\parallel)\,\zeta' = \delta u_\perp' \qquad (5)$$

и для тангенциальной компоненты магнитного поля —

$$\delta \vec{u}_\parallel = \vec{u}_\parallel' + u_\perp \Delta_\parallel \zeta' = \vec{u}_\parallel' + i\vec{k}\,u_\perp \zeta'.$$

Здесь $\vec{k}_\parallel$ — волновой вектор возмущения разрыва, координата поверхности которого ζ'; $\Omega = -i\omega$ и ω — угловая частота; штрих относится к собственно возмущениям.

Беря дивергенции по поверхности разрыва от проварьированных векторных условий непрерывности (2) и (3) и используя условия $\operatorname{div} \vec{v}' = \operatorname{div} \vec{u}' = 0$, получим окончательные граничные условия для $v_\perp'$, $u_\perp'$ и φ':

$$\{\delta j\} \equiv \{\rho\,(\delta v_\perp' - \Omega\,\zeta')\} = 0, \qquad (6)$$

$$\{\varphi'/v_\perp = 2\,(\delta v_\perp' - \Omega\,\zeta')\} = 0, \qquad (7)$$

$$\{(\vec{k}_\parallel \vec{v}_\parallel)\delta j - j k_\perp \Delta v_\perp' - \rho(\vec{k}_\parallel \vec{u}_\parallel)\,\delta u_\perp' + \rho u_\perp k_\perp \Delta u_\perp'\} = 0, \qquad (8)$$

$$\{\delta u'_\perp / \sqrt{v_\perp}\} = 0, \tag{9}$$

$$\{[(\vec{k}_\parallel \vec{v}_\parallel)\, \delta u'_\perp - u_\perp k_\perp \Delta v'_\perp - (\vec{k}_\parallel \vec{u}_\parallel)(\delta v'_\perp - \Omega \zeta') + v_\perp k_\perp \Delta u'_\perp] / \sqrt{v_\perp}\} = 0. \tag{10}$$

Здесь $\delta v'_\perp$ и $\delta u'_\perp$ определяются согласно (4) и (5) и

$$k_\perp \Delta v'_\perp = k_\perp v'_\perp - i k_\parallel^2 v_\perp \zeta', \quad k_\perp \Delta u'_\perp = k_\perp u'_\perp - i k_\parallel^2 u_\perp \zeta', \tag{11}$$

где $k_\perp$ —компонента волнового вектора, нормальная к разрыву.

Возмущенные уравнения (1) имеют вид

$$[\Omega + i(\vec{k}\vec{w}_+)]\vec{w}'_\pm + i k \vec{\varphi}' = 0,$$

откуда с учетом $\operatorname{div} \vec{w}'_\pm = 0$ получим $k^2 \varphi' = 0$.
Последнее означает, что существуют два типа возмущений:

$$1)\ k^{(1)^2} = 0, \ \varphi^{(1)'} \neq 0, \ \Omega + i(\vec{k}^{(1)} \vec{w}_\pm) \neq 0;$$

$$2)\ k^{(2\mp)^2} \neq 0, \ \varphi^{(2+)'} = 0, \ \Omega + i(\vec{k}^{(2\mp)} \vec{w}_\mp) = 0.$$

Для возмущений первого типа до и после разрыва (нижние индексы 1 и 2 соответственно) имеем ($\alpha = 1,2$)

$$i k_{1\perp}^{(1)} = k_\parallel, \quad i k_{2\perp}^{(1)} = -k_\parallel,$$

$$\varphi_\alpha^{(1)'} = -\frac{2}{i k_{\alpha\perp}^{(1)}} \left(\frac{1}{\Omega_{\alpha+}^{(1)}} + \frac{1}{\Omega_{\alpha-}^{(1)}} \right)^{-1} v_{\alpha\perp}^{(1)'}, \tag{12}$$

$$u_{\alpha\perp}^{(1)'} = \frac{\Omega_{\alpha+}^{(1)} - \Omega_{\alpha-}^{(1)}}{\Omega_{\alpha+}^{(1)} + \Omega_{\alpha-}^{(1)}} v_{\alpha\perp}^{(1)'},$$

где

$$\Omega_{\alpha\pm}^{(1)} = \Omega + i k_{\alpha\perp}^{(1)} w_{\alpha\perp\pm} - i(\vec{k}_\parallel \vec{w}_{\alpha\parallel +}).$$

Для возмущения второго типа, которые могут излучаться разрывом, имеем

$$i k_{1\perp}^{(2-)} = k_\parallel - \Omega_{1-}^{(1)}/w_{1\perp-}, \quad \varphi_1^{(2-)'} = 0, \ u_{1\perp}^{(2-)'} = v_{1\perp}^{(2-)'};$$

$$i k_{2\perp}^{(2-)} = -k_\parallel - \Omega_{2-}^{(1)}/w_{2\perp-}, \quad \varphi_2^{(2-)'} = 0, \ u_{2\perp}^{(2-)'} = v_{2\perp}^{(2-)'}; \tag{13}$$

$$i k_{2\perp}^{(2+)} = -k_\parallel - \Omega_{2+}^{(1)}/w_{2\perp+}, \quad \varphi_1^{(2+)'} = 0, \ u_{2\perp}^{(2+)'} = -v_{2\perp}^{(2+)'}.$$

Для шести постоянных ($v_{\alpha\perp}^{(1)'}$, $v_{\alpha\perp}^{(2-)'}$, $v_{2\perp}^{(2+)'}$ и ζ') имеет шесть условий (пять условий (6)—(10) и условие Ландау $\delta j = 0$). Но оказывается, что условия непрерывности вариаций нормальной компоненты магнитного поля (9) и тангенциальной компоненты электрического поля (10) эквивалентны. Этот факт доказывается прямой подстановкой выражений (4), (5) и (11) в (10) с последующим учетом формул (12) и (13). В таком случае разрыв с видами возмущений $v_{\alpha\perp}^{(2-)'}$ и $v_{2\perp}^{(2+)'}$ невозможен (в [6] такого типа разрывы названы неэволюционными). Возможны, следовательно, разрывы либо с $v_{2\perp}^{(2\mp)'}$, либо с $v_{1\perp}^{(2-)'}$ и $v_{2\perp}^{(2+)'}$.

Дисперсионное уравнение может быть получено в наиболее общей ситуации, которая до сих пор рассматривалась: двумерная «рябь» на поверхности разрыва, произвольная ориентация магнитного поля, произвольный косой разрыв. Существенно, что порядок дисперсионного уравнения при этом всегда равен 3, а не 5, благодаря сокращению на коэффициент пропорциональности между $\delta_\alpha^{(1)'}$ и $v_{\alpha\perp}^{(1)'}$, отличный, вообще говоря, от 0. Однако в общем случае получается уравнение с комплексными коэффициентами, критерий Гурвица для которого известен (см., например, [7]), но слишком громоздок. Ограничимся поэтому здесь тремя частными ситуациями при сохранении двумерной «ряби» на прямом разрыве $(\vec{v}_{\parallel} = 0)$.

1. Продольное магнитное поле. Дисперсионное уравнение имеет вид

$$\varepsilon(\varepsilon + 1) z^3 + \varepsilon(3\varepsilon + 1) z^2 + [\varepsilon^2 (3 - \varepsilon) + (\varepsilon^2 + 1) \varkappa_{1\parallel}^{-2}] z + \\ + (\varepsilon - 1)[(\varepsilon - 1) \varkappa_{1\parallel}^{-2} - \varepsilon^2] = 0,$$

где $z = \Omega / k_{\parallel} v_{1\perp}$, $\varepsilon = v_{2\perp}/v_{1\perp} = \rho_1/\rho_2 > 1$ и $\varkappa_{1\parallel}^2 = [k_{\parallel} v_{1\perp}/(\vec{k}_{\parallel} \vec{u}_{1\parallel})]^2$.

Критерий Гурвица дает область устойчивости

$$|\varkappa_{1\parallel}| < \varkappa_{1\parallel}^* = \sqrt{\varepsilon - 1}/\varepsilon.$$

Отсюда следует, что достаточно сильное продольное магнитное поле стабилизирует возмущения, направление распространения которых не слишком отклоняется от направления магнитного поля. Поскольку произвольное возмущение содержит составляющие любых направлений, приходим к выводу, что продольное магнитное поле, вообще говоря, не стабилизирует рассматриваемый разрыв.

2. Поперечное магнитное поле — случай $v_{2\perp}^{(2\mp)'}$, что возможно при $v_{1\perp} > u_{1\perp}$ и $v_{2\perp} > u_{2\perp}$.

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$(\varepsilon + 1) z^3 + (3\varepsilon + 1) z^2 + \varepsilon [(3 - \varepsilon) - 2\varkappa_{1\perp}^{-2}] z - \varepsilon(\varepsilon - 1) = 0,$$

где $\varkappa_{1\perp} = v_{1\perp}/u_{1\perp}$. Ввиду того, что свободный член этого уравнения отрицательный, устойчивость невозможна.

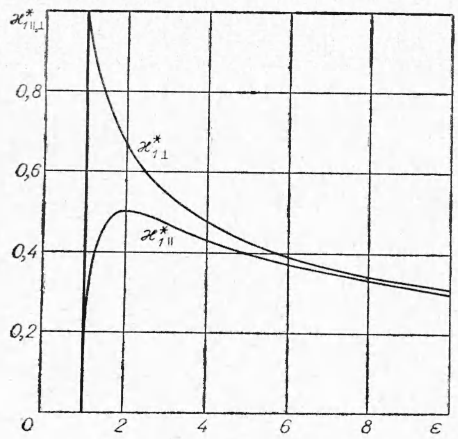
3. Поперечное магнитное поле — случай $v_{1\perp}^{(2-)'}$ и $v_{1\perp}^{(2+)'}$, что возможно при $v_{1\perp} < u_{1\perp}$ и $v_{2\perp} < u_{2\perp}$.

Дисперсионное уравнение имеет вид при $z = \Omega/k_{\parallel} u_{2\perp}$

$$(\varepsilon + 1) z^3 + (\sqrt{\varepsilon} + 1)[2 - (\sqrt{\varepsilon} - 1)\varkappa_{1\perp}] z^2 + [(\varepsilon - 4\sqrt{\varepsilon} + 1)\varkappa_{1\perp}^2 - \\ - 2(\sqrt{\varepsilon} - 1)\varkappa_{1\perp} + 2] z + (\varepsilon - 1)\varkappa_{1\perp}^3 = 0.$$

Критерий Гурвица дает область устойчивости для $\varkappa_{1\perp} < \varkappa_{1\perp}^*$, которое удовлетворяет уравнению

$$(\sqrt{\varepsilon} - 1)^3 \varkappa_{1\perp}^{*3} - 2(\varepsilon - 3\sqrt{\varepsilon} + 1)\varkappa_{1\perp}^{*2} + 3(\sqrt{\varepsilon} - 1)\varkappa_{1\perp}^* - 2 = 0. \quad (14)$$



Это уравнение имеет параметрическое решение при параметре $\zeta = (\sqrt{\varepsilon} - 1)\varkappa_{1\perp}^*$. На рисунке нанесены кривые $\varkappa_{1\parallel}^*$ и $\varkappa_{1\perp}^*$ в функции ε. Обращаем внимание на асимптотическое сближение этих кривых при больших ε.

В заключение укажем, что учет наклонного магнитного поля изменяет, например, условие положительности свободного члена вида (14) в дисперсионном уравнении следующим образом:

$$(1 - \varkappa_{2\perp}^{-2})^{1/2} |\varkappa_{1\parallel}| < \sqrt{\varepsilon - 1}/\varepsilon.$$

Поступила в редакцию
9/III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Darricus. Za Mechanique des fluides. Paris., Dunad, 1941
2. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, **14**, 6.
3. W. M. Elsasser. Phys. Rev., 1950, **79**, 183.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1957.
5. «Нестационарное распространение пламени». Сб. под редакцией Д. Г. Маркштейна. М., «Мир», 1968.
6. И. М. Гельфанд. УМН, 1959, **14**, 87.
7. Н. Г. Чеботарев, Н. Н. Мейман. Проблема Раусса — Гурвица для полиномов и целых функций. М.— Л., ИАН, 1949.

УДК 536.46+662.613

О ПРИРОДЕ «ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШУМА», ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ГОРЕНИИ

Б. С. Фиалков, В. Т. Плицын, Я. И. Магун, Г. П. Сенкевич
(Караганда)

Значительный интерес с точки зрения познания механизма процесса горения открывает явление «электрического шума» пламени, по-видимому, впервые исследованное Марсденом [1, 2]. Это явление проявляется в том, что при помещении в пламя двойного зонда без источника внешней э. д. с. на нагрузочном сопротивлении, включенном между его электродами, возникает переменное напряжение. Далее это явление было исследовано в работах [3—8], что позволило разработать различные способы его использования для целей контроля и управления процессом горения. Более того, Клейном [9—11] показана возможность при этом прямого преобразования энергии горения в электрическую. Благодаря простоте и надежности зондов, исключению ряда принципиальных недостатков других методов [8], создалась возможность исследования особенностей электронно-ионных явлений при горении не только газообразного или жидкого, но и кускового твердого топлива, причем в различных режимах его сжигания (в слое, потоке дутья и т. д.). Учитывая это обстоятельство, а также известную противоречивость взглядов на механизм возникновения «электрического шума», небходимо более подробно рассмотреть природу этого явления.

Марсден [1] и Гайгнебет [3] установили, что э. д. с., обусловленная внешними электромагнитными полями, равно как и термо-э. д. с. или тепловые шумы, не могут быть признаны ответственными за наблюдаемый эффект. Наши измерения в пламени газовой горелки, полностью экранированном от внешних полей заземленной металлической сеткой, в зонах горения огневого стенда, доменной печи и в пылеугольном факеле парового котла, где экранирование было там более надежно и полно, также говорят о чисто внутреннем происхождении напряжения, возникающего на помещаемом в пламя зонде. Последнее было предметом специального эксперимента, в связи с естественным предположением о возникновении «электрического шума» за счет внешних полей в силу известного свойства проводящего пламени, с размерами много большими размеров зонда, воспринимать и усиливать шумы.

По мнению Марсдена [1], основной причиной возникновения этого эффекта является ускорение при движении заряженного газа. Тогда