

01; 07

© 1991

ОБ ИНИЦИИРОВАНИИ СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

М.И. К а л и н и ч е н к о, В.А. Т р о ф и м о в

Изучением волн различной природы занимаются многие исследователи [1-5]. При этом особый интерес представляет возможность развития колебательных режимов изменения характеристик среды при постоянной во времени входной интенсивности оптического излучения, что изучалось в указанных выше работах, а также в [6]. Важно подчеркнуть, что характерной чертой полученных в них результатов является распространение волн лишь в одном фиксированном направлении. В отличие от этих и других работ, в настоящем сообщении показано, что в процессе взаимодействия светового импульса с химически активной газовой смесью возможно изменение направления движения волн.

Распространение оптического излучения в замкнутой по массообмену кювете, в которой протекает химическая реакция по схеме $A+B \rightleftharpoons C$ в случае его поглощения компонентой C газовой смеси описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (1-N)^2 \exp(-1/T) - kN \exp(-T_c/T) + D_N \frac{\partial^2 N}{\partial z^2},$$

$$\varepsilon \frac{\partial T}{\partial t} = qI \exp(-T_H/T) N - T + T_{ont} + D_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad \begin{matrix} 0 < z < 1, \\ 0 < t \leq t_*, \end{matrix} \quad (1)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\delta I \exp(-T_H/T) N,$$

с начальными и граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial N}{\partial z} \right|_{z=0;1} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0;1} = 0, \quad I|_{z=0} = 1 - \exp(-10t), \quad (2)$$

$$N|_{t=0} = N_0, \quad T|_{t=0} = T_{ont},$$

где N_0 находится из условия равновесного состояния реакции при $T = T_{ont}$:

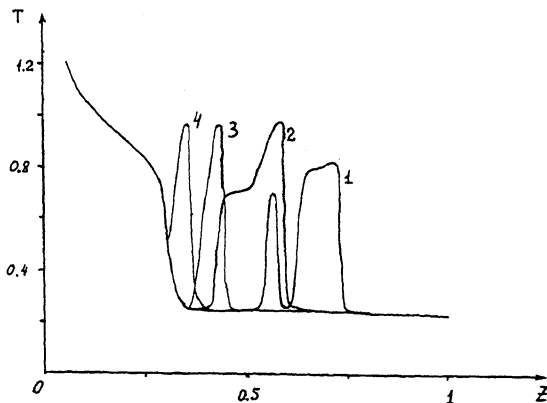
$$(1-N_0)^2 \exp(-1/T_{ont}) - kN_0 \exp(-T_c/T_{ont}) = 0. \quad (3)$$

Здесь N - концентрация продукта реакции, а $(1 - N)$ - концентрация каждого из исходных веществ (считается, что они равны); T - температура смеси газов, измеряемая в энергиях активации прямой реакции T_A ; T_C - отношение энергии активации обратной реакции к T_A , I - интенсивность лазерного излучения, нормированная на ее максимальное значение; $t = t' k_A N_*$, t' - время, k_A - константа прямой реакции, N_* - максимально возможная размерная концентрация вещества C ; $k = k_C / (k_A N_*)$; ε характеризует отношение скорости уменьшения температуры смеси за счет теплообмена с окружающей средой температуры $T_{\text{онт}}$ к скорости прямой реакции, φ - отношение мощности светового пучка к характерной мощности теплотерьер; T_H - константа, характеризующая энергию активации поглощения, а δ - изменение интенсивности вдоль z (δ обратно пропорционально длине химического реактора).

Ранее (см. [6]) было показано, что в случае $D_{N,T} = 0$ формируются и распространяются по направлению оси z области локально высокой температуры, причем в любой момент времени в среде существует лишь одна такая область. Аналогичное поведение системы среда-пучок сохраняется и в случае наличия диффузии компонент смеси газов и тепла ($D_{N,T} \leq 10^{-3}$), если рассматриваемый временной интервал не превосходит некоторое t^* , которое определяется, в частности, коэффициентами диффузии. Дальнейшее изучение (1-3) показало, что в исследуемой системе возможно развитие более сложных (чем полученные в [6]) волновых процессов, которые описываются ниже.

Напомним, что у системы существует три характерных времени: t_0 - время переходного процесса, когда происходит переключение системы из начального распределения в рабочий режим, τ - период возникновения локализованной области температуры, τ_z - время ее жизни. Эти времена зависят от коэффициентов диффузии, которые можно изменять, например, за счет выбора плотности газов, длины кюветы, времени теплоотвода из зоны пучка. Существенно, что динамика взаимодействия системы среда-импульс, если интенсивность пучка превышает некоторое критическое значение, на начальном этапе при $t < t_0$ не зависит от $D_{N,T}$ в исследуемом нами интервале их значений. Однако для установившегося режима картина распространения волн существенно изменяется с ростом коэффициентов диффузии. В качестве иллюстрации предлагаются некоторые из полученных результатов, которые представлены в таблице и на рисунке.

Необходимо отметить, что на начальном этапе, при $t < t_0$, переключение системы из начального состояния всегда сопровождается движением вдоль z (по направлению распространения излучения) области локально высокой температуры. Именно этот этап развития имелся ввиду, когда говорилось о слабом влиянии диффузии на процессы в среде. Однако, хотя направление движения и скорость практически не зависят от коэффициентов диффузии, форма и размеры области высокой температуры значительно из-



Профили движущейся локализованной области высокой температуры во время переключения системы из начального распределения при $\mathcal{D}_N = 10^{-3}$, $\mathcal{D}_T = 10^{-5}$, $t = 20$ (1) и $\mathcal{D}_N = 10^{-5}$, $\mathcal{D}_T = 10^{-5}$, $t = 17$ (2), 33 (3), 35 (4). Здесь $k = 1$, $T_C = 2$, $T_H = 1$, $T_{opt} = 0.22$, $q = 5$, $\delta = 8$, $\varepsilon = 0.01$.

меняются (см. рисунок). В частности, она может иметь ступенчатый вид или состоять из одного-двух пиков. При этом в случае двух пиков расстояние между ними с ростом z уменьшается, и они могут слиться.

В дальнейшем при отсутствии диффузии в среде устанавливается периодический режим, при котором области высокой температуры движутся по направлению к концу среды (первая строка таблицы). Необходимо отметить, что при этом появление новой области сопровождается исчезновением старой и интенсивность излучения на выходе из среды близка к постоянной величине. По мере роста коэффициентов диффузии ситуация изменяется и происходит переключение направления движения на обратное. При этом существует интервал значений коэффициентов диффузии, при котором образование и перемещение областей высокой температуры носит хаотический характер (вторая строка таблицы). При дальнейшем увеличении $\mathcal{D}_{N,T}$ система переходит в регулярный режим, при котором области движутся навстречу пучку (строки 3 и 4 таблицы).

Говоря об интенсивности излучения на выходе из среды, необходимо отметить, что сначала на выходе возникают хаотические осцилляции, а затем периодическое изменение интенсивности. Последнее вызвано тем, что при движении навстречу пучку время жизни области локально высокой температуры меньше периода колебаний (см. таблицу). Поэтому во время существования этой области поглощение излучения значительно возрастает и выходная интенсивность падает. При этом с ростом диффузии период колебаний растет, а время жизни области уменьшается. Осцилляции

Т а б л и ц а. Характеристики установившегося режима (значения параметров те же, что и на рисунке).

D_T	D_N	τ	τ_1	Направление движения	Выходная интенсивность	
0	0	50	50	по направлению пучка	постоянная	
10^{-9}	10^{-9}	хаотические колебания				
10^{-5}	10^{-5}	10	5	навстречу пучку	периодические колебания	
10^{-5}	10^{-3}	45	3	навстречу пучку	периодические колебания	
10^{-3}	10^{-3}	периодических колебания нет				

выходной интенсивности приобретают вид ровного фона с резкими провалами. При превышении коэффициентами диффузии некоторого критического значения колебания исчезают (последняя строка таблицы).

Подобное поведение системы вызвано тем, что при отсутствии диффузии состояние системы в точке z_1 не зависит от значений функций при $z = z_2$ ($z_2 > z_1$). В то же время динамика системы в точке z_2 определяется поглощением в области $z < z_2$. Подобная односторонняя зависимость и обуславливает поведение системы при $D_{N,T} = 0$. В случае наличия диффузии компонент и тепла зависимость поведения системы в точках z_1 и z_2 приобретает двусторонний характер, что и ведет к качественным изменениям динамики.

Отметим, что система (1) при данных параметрах является „жесткой“, и для ее решения лучше всего подходит неявная разностная схема.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б б с Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] Р о з а н о в Н.Н. Оптическая бистабильность: Современное состояние и перспективы // Тр. ГОИ. 1985. Т. 59. В. 193. С. 3-27.

- [3] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 6. С. 1116-1132.
- [4] Шмелев В.М., Евтюхин Н.В., Марголин А.Д. // Химическая физика. 1989. Т. 8. № 3. С. 318-322.
- [5] Арнольд Н.Д., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. и др. Продольная бистабильность и бегущие импульсы при распространении лазерного излучения в средах с нелинейным поглощением / Препринт ИОФ АН СССР. 1989. № 35. 44 с.
- [6] Калинин М.И., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 20. С. 65-69.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
3 июня 1991 г.