

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 621.373.824

О.А. Гуназе, В.А. Трофимов

### О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДИФРАГИРУЮЩЕГО СВЕТОВОГО ПУЧКА В НЕЛИНЕЙНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СМЕСИ ГАЗОВ

Исследуются закономерности распространения дифрагирующего оптического излучения в движущейся нелинейно поглощающей химически активной смеси газов. Анализируется случай поглощения световой энергии продуктом реализации. Показано, что, как и в неподвижной среде, в данном случае имеет место бистабильная зависимость концентрации продукта реакции от входной интенсивности пучка. Это свойство взаимодействия проявляется в формировании области высокого поглощения. Поглощение световой энергии продуктом реакции усиливает действие тепловой дефокусировки при увеличении смещения центра пучка навстречу движению среды. При этом первоначально гауссов пучок может трансформироваться на выходе из среды в распределение с двумя максимумами интенсивности.

#### 1. Введение

Стимулирование химических газовых смесей в проточном реакторе представляет практический интерес в связи с возможностью эффективного и технически простого осуществления подвода и вывода компонентов смеси. Другое известное приложение связано с возможностью управления химическими реакциями в атмосфере. Поэтому изучение закономерностей взаимодействия оптического излучения с химически активной смесью в присутствии бокового движения среды представляет собой актуальную проблему. Однако его анализ с учетом дифракции оптического излучения в литературе отсутствует. Именно изучению данной проблемы посвящена настоящая статья.

Следует подчеркнуть, что в отличие от замкнутого по массообмену реактора в случае бокового движения среды температурный и концентрационный профили (а в результате и профиль интенсивности пучка) становятся несимметричными. Продукт реакции выносится из области, занятой пучком. Как следствие этого, в случае слабого самовоздействием пучка из-за его дифракции происходит отражение оптического излучения на наведенной оптическим излучением амплитудной решетке. Этот процесс аналогичен хорошо изученному процессу распространения световых пучков и импульсов в облачной среде (см., например, [1–6]). Однако имеются и существенные различия.

Во-первых, в изучаемом здесь взаимодействии концентрация поглощающей компоненты смеси возрастает, так как оптическое излучение поглощается, как правило, продуктом реакции. В облачной же среде она убывает. Следовательно, направление смещения энергетического центра пучка при его распространении в химически активной среде и поглощении его энергии продуктом реакции будет противоположным по знаку смещению оптического излучения в случае просветления облаков и туманов.

Во-вторых, важно подчеркнуть, что в анализируемом нами взаимодействии лазерного излучения со средой смещение энергетического центра, вызванное концентрационной (амплитудной) линзой, и смещение, обусловленное его дефокусировкой, будут одного и того же знака и направлены навстречу движению среды. Следовательно, эти два механизма нелинейности усиливают друг друга. Самофокусировка пучка вызывает смещение его центра в противоположную сторону.

В-третьих, при воздействии широкоапертурного светового пучка на химически активную газовую смесь в пренебрежение эффектами самовоздействия при определенных условиях реализуется оптическая бистабильность (ОБ) [7, 8], т.е. одному входному значению интенсивности пучка соответствуют два устойчивых состояния среды и, следовательно, два значения ее температуры и концентрации продукта реакции. Ее наличие приводит к формированию областей высокого поглощения – взрывного поглощения (в некоторый момент времени оно резко возрастает, затем практически не изменяется, оставаясь равным новому высокому значению). Это так же принципиально изменяет характер рассматриваемого взаимодействия по сравнению с распространением оптического излучения в жидкокапельной среде.

Заметим, что особенности реализации ОБ узкотемпературными (дифрагирующими) ручками для неподвижной среды анализировались, в частности, в [9], где при помощи компьютерного моделирования на основе построенных в [10, 11] разностных схем показано, что дифракция оптического излучения качественно изменяет процесс формирования областей высокого поглощения и может привести к таким явлениям, как движущиеся и «скачущие» фокусы пучка. Продолжение этих исследований, в данной статье рассматривается распространение лазерных пучков в движущейся смеси газов в условиях протекания обратимой химической реакции.

## 2. Основные уравнения

Процесс самовоздействия щелевых дифрагирующих пучков в движущейся среде, в которой протекает обратимая химическая реакция и световая энергия поглощается ее продуктом, описывается следующей системой безразмерных уравнений [9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + iD \Delta_{\perp} A + i\varepsilon_{\text{нл}} A + \delta_0 N A &= 0, \quad 0 < z \leq L_z; \\ \varepsilon_{\text{нл}} &= \alpha(T - T_0) + \beta(N - N_0), \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad 0 < x \leq L_x; \\ \frac{\partial T}{\partial t} + V \frac{\partial T}{\partial x} &= qNI + \gamma f, \quad I = |A|^2; \\ \frac{\partial N}{\partial t} + V \frac{\partial N}{\partial x} &= f, \\ f &= (1 - N) \exp(-1/T) - kN \exp(-T_c/T) \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} A|_{z=0} &= \exp(-(x - L_x/2)^2 (1 + iF)); \\ T|_{t=0} &= T|_{x=0} = T_0; f|_{x=0} = f|_{t=0} = 0; \\ A|_{x=0, L_x} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $z$  – продольная координата, нормированная на дифракционную длину  $l_d = 2ka^2$ ;  $k$  – волновое число;  $a$  – характерный радиус пучка на входе в нелинейную среду;  $x$  – поперечная координата, измеряемая в единицах  $a$ . Заметим, что параметр  $D$  оставлен в (1) для удобства проведения численных экспериментов с целью иллюстрации влияния дифракции пучка на характеристики его распространения. Напомним, что значения  $D \ll 1$  соответствуют широкоапертурным пучкам, для которых дифракцией можно пренебречь. Коэффициент  $\delta_0$  характеризует поглощение оптического излучения на дифракционной длине;  $q$  – мощность пучка;  $\gamma$  – тепловой эффект реакции, пропорционален слагаемому  $(T_c - 1)$ ;  $T_c$  – отношение энергии активации обратной реакции к прямой;  $k$  – отношение скорости обратной реакции к прямой. Параметр  $V$  равен отношению смещения среды за характерное время реакции к радиусу пучка. Самовоздействие оптического излучения описывает слагаемое  $\varepsilon_{\text{нл}}$ , в котором  $\alpha$  – отношение входной мощности пучка к характерной мощности теплового самовоздействия, а коэффициент  $\beta$  пропорционален разности показателей преломления исходного вещества и продукта реакции;  $T$  – безразмерная температура среды;  $T_0$  – ее равновесное значение;  $N$  – концентрация продукта реакции, нормированная на максимально достижимое в данных условиях значение;  $N_0$  – ее начальное значение; параметр  $F$  – фокусировка светового пучка. Параметры  $L_x$ ,  $L_z$  – поперечный и продольный размеры рассматриваемой области.

Относительно уравнения химической кинетики (уравнение 3 системы (1)) необходимо сделать следующее замечание: оно записано для реакции  $A + B \leftrightarrow C$  в предположении, что концентрация одного из компонентов (например, вещества  $B$ ) много больше концентрации другого компонента. Следует подчеркнуть, что на анализируемые здесь закономерности распространения изменение уравнения относительно концентрации продукта реакции не оказывает принципиального влияния. Например, при замене  $(1 - N)$  на  $(1 - N)^2$ , что соответствует реакции диссоциации  $A \leftrightarrow 2C$ , как нами отмечалось в предыдущих работах, реализация бистабильной зависимости концентрации продукта реакции и температуры среды от входной интенсивности пучка наблюдается для более широкого набора параметров взаимодействия. В данной работе ограничимся записанным в (1) случаем химического процесса.

Заметим также, что тепловод в исследуемой ситуации взаимодействия осуществляется за счет выноса тепла и продукта реакции из области, занятой пучком вследствие движения среды. Этот механизм перераспределения тепла преобладает, если время движения среды поперек пучка много меньше характерного времени прохода этой области частицами среды из-за диффузии и теплопроводности.

Численные эксперименты проводились, в частности, при следующих значениях параметров:

$$\begin{aligned} q &= 50; \delta_0 = 8; \gamma = 0; T_0 = 0,125; T_c = 0,375; \\ k &= 0,5; L_x = 10; L_z = 0,5, \end{aligned} \quad (3)$$

которые соответствуют реализации ОБ в неподвижной среде [9].

В процессе моделирования будем интересоваться не только пространственно-временным распределением интенсивности пучка и концентрации продукта реакции, но также интегральными и локальными характеристиками среды и оптического излучения:

$$J_A(t) = \int_0^{L_z} dz \int_0^{L_x} N(z, x, t) dx \quad (4)$$

– интегральным выходом продукта реакции;

$$\alpha_x^2 = \int_0^{L_x} (x - L_x/2)^2 |A(z, x, t)|^2 dx / P(z, t); \quad (5)$$

$$P(z, t) = \int_0^{L_x} |A(z, x, t)|^2 dx$$

– радиусом оптического пучка, определенным через второй момент распределения интенсивности;

$$X_{\text{н}}(z, t) = \int_0^{L_x} (x - L_x/2) |A(z, x, t)|^2 dx / P(z, t) \quad (6)$$

– смещением энергетического центра пучка относительно его первоначального центра;

$$I_m = \max_x |A(z, x, t)|^2 \quad (7)$$

– значением максимальной интенсивности в данном сечении  $z$  и моментом времени  $t$  и координатой ее достижения  $X_m$ . Исследование последних трех характеристик обусловлено смещением как центра пучка, так и его максимальной интенсивности в процессе взаимодействия оптического излучения с движущейся химически активной средой.

### 3. Результаты численных экспериментов

Рассмотрим влияние скорости движения среды на интегральный выход реакции, времени  $t_{ст}$  выхода реакции на стационар, времени  $t_{вз}$  начала взрывного поглощения вблизи сечения  $z = 0$ , значения поперечной координаты  $x_{кр}$ , в которой достигается высокое (система химическая среда – лазерное излучение находится в верхнем состоянии) значение концентрации продукта реакции и значение продольной координаты, в пределе которой оно реализуется. Результаты расчетов для  $F = \alpha = \beta = 0, D = 1$  представлены в табл. 1.

Таблица 1

Зависимость времени  $t_{вз}$  начала взрывного поглощения, времени  $t_{ст}$  выхода на стационар, продольного  $z_{кр}$  и поперечного  $x_{кр}$  размеров области эффективной реакции, интегрального выхода  $J_c$  продукта реакции от скорости  $V$  движения частиц среды при воздействии узкоапертурного пучка ( $D = 1$ )

$V$	$t_{вз}$	$t_{ст}$	$x_{кр}$	$z_{кр}$	$J_c$
0,5	0	10	3,9	0,5	0,18
1	0	5	4	0,45	0,16
5	0,5	10	4,2	0,3	0,11
10	2	20	4,5	0,25	0,07

Как и следовало ожидать, при фиксированной входной мощности с ростом скорости  $V$  движения среды уменьшается область эффективного протекания реакции. При этом увеличивается время начала взрывного поглощения. Время достижения стационарного распределения концентрации продукта сначала уменьшается, а лишь затем увеличивается. Динамика зависимости интегрального выхода продукта реакции представлена на рис. 1.

Подчеркнем, что эволюция  $J_c(t)$  практически не зависит от дифракции оптического излучения: представленные на рис. 1 зависимости не изменяются при уменьшении коэффициента  $D$ , например, до значения, равного  $10^{-3}$ . Этот вывод следует также из полученного в [9] инварианта относительно интегральной поглощенной световой мощности, которая не зависит от пространственного распределения интенсивности, а определяется лишь начальной мощностью пучка. Как известно, дифракция оптического излучения лишь перераспределяет световую энергию по поперечной координате. Следует, однако, подчерк-

нуть, что для среды конечной оптической толщины из-за насыщения поглощения можно представить ситуацию, когда для сфокусированных пучков будет достигаться иное значение  $J_c(t)$ , чем для первоначально коллимированных пучков. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены значения интегрального выхода продукта реакции при фокусировке пучков для  $F = 1, 3$ .

Дифракция оптического излучения приводит к значительной трансформации его профиля интенсивности по сравнению со случаем распространения широкоапертурных пучков, когда пучок остается либо гауссовым, либо имеет провал в области высокого поглощения. Дифрагирующий пучок даже в отсутствие фазовых решеток (чисто поглощающая среда) смещается навстречу боковому движению среды (рис. 2), аналогично его распространению в облачной среде [4].

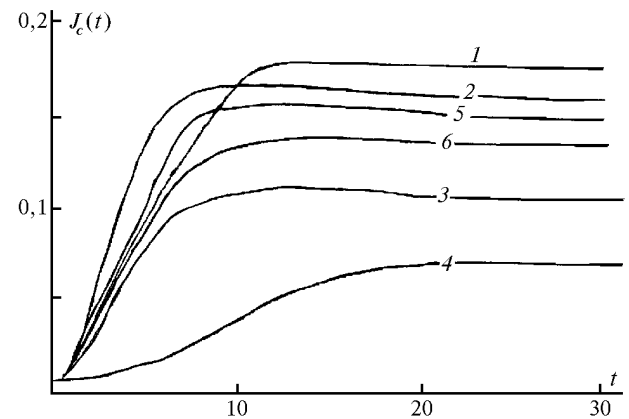


Рис. 1. Эволюция интегрального выхода продукта реакции для следующих значений параметров  $D = 1; \alpha = \beta = F = 0; V = 0,5$  (1), 1 (2), 5 (3), 10 (4),  $V = 1, F = 1$  (5), 3 (6)

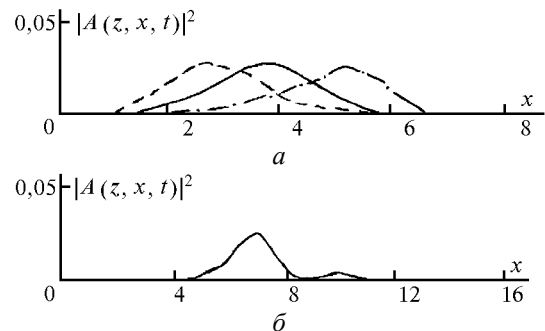


Рис. 2. Распределения интенсивности световых пучков в момент времени  $t = 30$  в сечении  $z = 0,5$  для  $V = 1, F = 0, D = 1$  при  $\alpha = \beta = 0$  (сплошная кривая);  $\alpha = 0, \beta = -10$  (пунктир);  $\alpha = 0, \beta = 10$  (штрихпунктир) (а);  $\alpha = -2, \beta = 0, L_x = 20$  (б)

Однако при этом направление смещения изменяется. Если возмущения диэлектрической проницаемости за счет изменения состава смеси или ее нагрева существенны, то пучок приобретает несимметричную форму и даже может разбиться на два субпучка (рис. 2, б). Важно также подчеркнуть, что при тепловой дефокусировке на выходе из среды

возможна реализация двух независимых субпучков, один из которых (более слабый по интенсивности) расположен практически в центре первоначально воздействующего пучка. В случае дефокусировки из-за изменения состава смеси газов подобная структура профиля интенсивности формируется в более близком сечении среды. Однако интенсивность между двумя максимумами в нуль не обращается.

Как отмечалось выше, рассматриваемое взаимодействие обладает свойством оптической бистабильности. В распределенной среде она проявляется в формировании областей высокого поглощения. Так, вдоль координаты  $z$  при определенных условиях формируется область (при  $z \leq z_{кр}$ ) с высокой концентрацией продукта реакции и его низкой концентрации. Так как ею определяется коэффициент поглощения, то до  $z_{кр}$  и после него его значения существенно различаются. В результате этого в зависимости интенсивности оптического излучения от продольной координаты присутствуют два участка ее эволюции – быстрое ( $z \leq z_{кр}$ ) и медленное ее уменьшение. Для иллюстрации на рис. 3 сплошной кривой представлено стационарное изменение максимальной интенсивности широкоапертурного пучка вдоль  $z$ .

При воздействии узкоапертурных пучков (см. рис. 3, пунктир) граница перехода от области высокой концентрации продукта реакции в область слабой эффективности ее протекания размывается. В этом случае коэффициент поглощения более плавно изменяется в окрестности границы двух областей, что приведет к более плавному по сравнению со случаем широкоапертурных пучков изменению интенсивности вдоль  $z$ . Очевидно, в области слабого протекания реакции ( $z \geq z_{кр}$ ) уменьшение максимальное интенсивности пучка обусловлено его дифракцией.

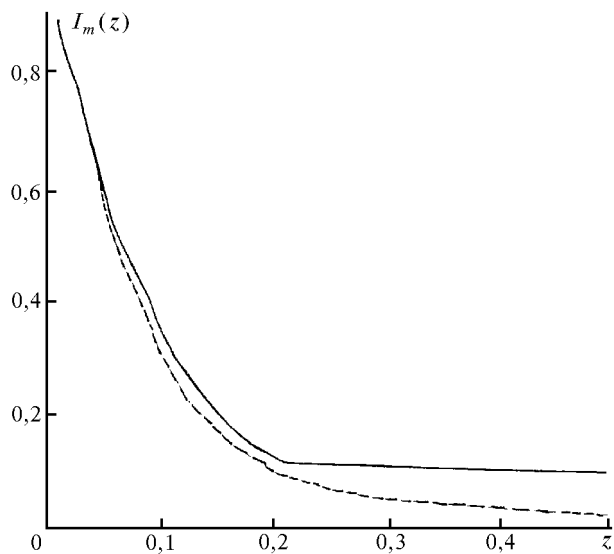


Рис. 3. Продольное стационарное распределение максимальной интенсивности в случае воздействия широкоапертурных пучков  $D = 0,001$  (сплошная кривая), 1 (пунктир) при  $\alpha = \beta = 0, V = 1$

Самовоздействие оптического излучения может заметно изменить продольное распределение области эффективного протекания реакции. В качестве примера на рис. 4 представлены зависимости концентрации продукта реакции вдоль  $z$  в сечении  $x = L_x/2$  – первоначальная ось пучка.

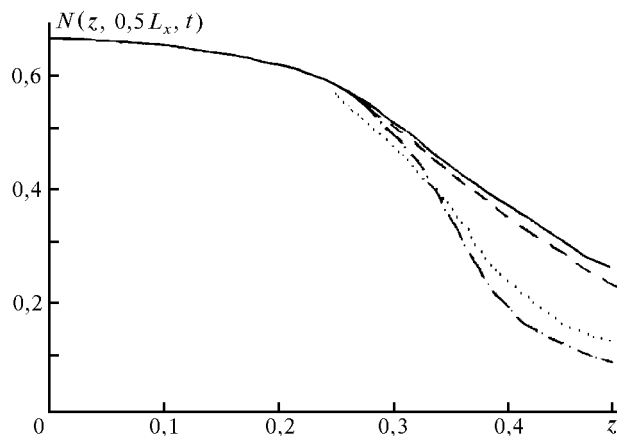


Рис. 4. Продольное распределение концентрации продукта реакции в момент времени  $t = 30$  для  $V = 1, F = 0, D = 1$  при  $\alpha = \beta = 0$  (сплошная кривая),  $\alpha = 0, \beta = -10$  (пунктир),  $\alpha = 0, \beta = 10$  (штрихпунктир),  $\alpha = -2, \beta = 0$  (точки)

Их сравнение показывает, что самовоздействие всегда уменьшает область высоких значений концентрации продукта реакции на оси пучка и приводит в отличие от дифракции к формированию более контрастной структуры изменения концентрации продукта реакции вдоль координаты  $z$ . При этом для тепловой дефокусировки ее значение в конце среды даже несколько выше, чем в случае самофокусировки за счет изменения состава смеси.

В процессе стимулирования оптическим излучением химической реакции его профиль интенсивности трансформируется в структуру с провалом интенсивности на оси. В результате интегральное уширение пучка определяется как вкладом трансформации его профиля, так и его дифракцией, а также самовоздействием. Для выяснения вклада в интегральный радиус каждого из них в табл. 2 представлены зависимости относительного уширения пучка на выходе из среды от коэффициента дифракции, фокусировки и самовоздействия оптического излучения.

Таблица 2

Зависимость квадрата относительного уширения пучка  $\eta = a_x^2(z = 0,5, t = \infty) / a_x^2(z = 0,5, t = 0)$  от параметров самовоздействия и фокусировки пучка для  $V = 1$

$D$	$\alpha$	$\beta$	$F$	$\eta$
0,001	0	0	0	5
1,0	0	0	0	5
1,0	0	0	1	7
1,0	0	0	3	8
1,0	-2	0	0	23
1,0	0	-1	0	14
1,0	0	10	0	3

Важно подчеркнуть, что даже для слабодифрагирующего пучка ( $D = 0,001$ ) его поперечный радиус увеличивается более чем в два раза. Такое увеличение обусловлено, во-первых, снижением световой энергии в центральной части пучка, во-вторых, формированием вблизи входного сечения кюветы трубчатой структуры профиля пучка на начальном этапе формирования области высокой концентрации продукта реакции из-за более высокого поглощения вблизи первоначального максимума интенсивности. Вследствие этого наблюдается уменьшение дифракционной длины для субпучков и происходит их последующая трансформация в гауссов профиль. Трасса, на которой это имеет место, зависит от радиуса субпучков и контрастности формирования профиля интенсивности с провалом на его оси. Сравнение результатов показывает, что наибольший вклад в увеличение радиуса пучка вносит тепловая дефокусировка. В результате ее действия радиус пучка увеличивается почти в 5 раз, что также связано с его разбиением на отдельные субпучки.

Обратимся к анализу зависимостей положения энергетического центра пучка на выходе из среды от дифракции, самовоздействия и фокусировки (табл. 3, рис. 5).

Таблица 3

Зависимость смещения энергетического центра  $X_{ц}$  пучка и координаты  $X_m$  достижения максимума интенсивности относительно их положения на входе в среду и ее значения  $I_m$  в сечении  $z = 0,5$  и момент времени  $t = 30$  (достижение стационарного распределения) от коэффициентов дифракции, самовоздействия и фокусировки пучка для  $V = 1$ . В случае  $\alpha = -2$  область по поперечной координате равна  $L_x = 20$

$D$	$\alpha$	$\beta$	$F$	$X_{ц}$	$X_m$	$I_m$
0,001	0	0	0	-0,8	-0,9	0,1
1	0	0	0	-1,2	-1,3	0,03
1	0	0	1	-0,7	-0,8	0,04
1	0	0	3	-1,1	-1,4	0,02
1	-2	0	0	-2,7	-2,9	0,025
1	0	-10	0	-1,7	-1,6	0,028
1	0	10	0	-0,12	0,2	0,025

Заметим, что из-за конкуренции различных механизмов самовоздействия (амплитудных и фазовых решеток) смещение центра тяжести оптического излучения и координаты достижения максимума интенсивности может существенно различаться, что хорошо заметно на рис. 2. Прежде всего отметим, что даже для чисто амплитудных решеток  $D = 0,001$  центр пучка неоднородно по  $z$  смещается навстречу движению среды (см. рис. 5, сплошная кривая). Это подчеркивает влияние дифракции даже при столь малом ее значении из-за формирования структуры субпучков. При увеличении коэффициента дифракции до значения  $D = 1$  эволюция положения центра пучка остается подобной предыдущему случаю: с ростом  $z$  смещение  $X_{ц}$  увеличивается примерно как  $z^2$  (см. рис. 5, пунктир).

Смещение пучка можно уменьшить, используя начальную фокусировку пучка. Причем на некотором участке трассы распространения положение его центра может оставаться неизменным: например, при  $F = 3$   $X_{ц}$  не изменяется до  $z = 0,13$ . Дефокусировка оптического излучения усиливает смещение центра пучка навстречу среде, так как действие распределенной линзы, обусловленной дефокусировкой амплитудной решетки, наведенной из-за изменения концентрации продукта реакции, совпадает по знаку отклонения светового пучка. При самофокусировке оптического излучения с течением времени в конце среды его центр начинает перемещаться по направлению движения среды. В результате в установившемся режиме он принимает значение, в два раза меньшее, чем в начальный момент распространения светового импульса. Максимальное значение  $X_{ц}$  для  $\beta = 10$  достигается в толще среды: пучок сначала смещается навстречу движению смеси газов, а затем по направлению движения (см. рис. 5, штрихпунктир).

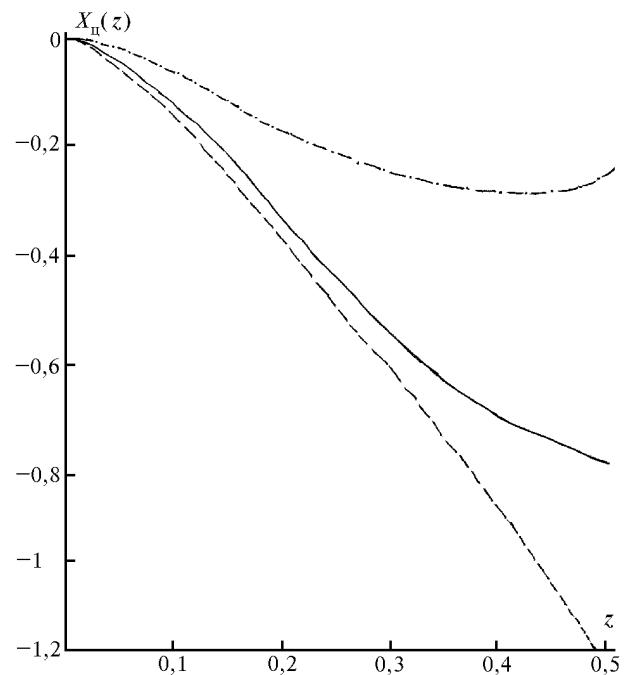


Рис. 5. Эволюция вдоль продольной координаты стационарного значения положения интегрального центра тяжести пучка для  $V = 1$ ,  $F = 0$  при  $\alpha = \beta = 0$   $D = 0,001$  (сплошная кривая), 1 (пунктир)  $D = 1$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\beta = -10$  (штрихпунктир)

Аналогичным образом изменяется и координата достижения максимальной интенсивности (см. табл. 3, рис. 6). Ее отличие от зависимости  $X_{ц}$  состоит в достижении больших значений поперечного смещения максимума интенсивности, а также в изменении направления смещения пиковой интенсивности в случае самофокусировки пучка за счет изменения состава смеси газов.

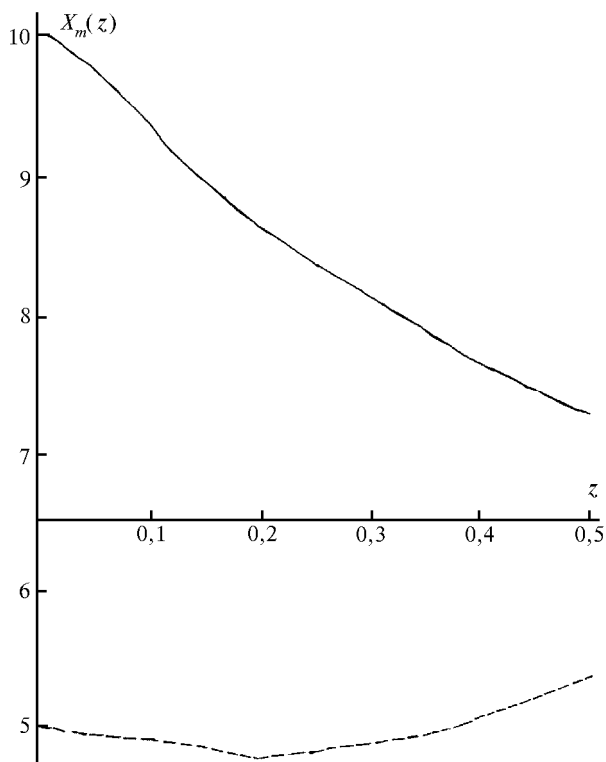


Рис. 6. Эволюция продольной координаты достижения стационарного значения максимальной интенсивности пучка для  $V=1$ ,  $F=0$ ,  $D=1$  при  $\alpha=-2$ ,  $\beta=0$  (сплошная кривая),  $\alpha=0$ ,  $\beta=10$  (пунктир)

Резюмируя данную работу, можно утверждать, что в проточном химическом реакторе (например, в атмосфере) может реализоваться оптическая бистабильность при поглощении световой энергии продуктом химической реакции. Она проявляется в наличии областей высокого и низкого поглощения. Дифракция оптического излучения принципиально изменяет эволюцию пространственного профиля пучка по сравне-

нию со случаем широкоапертурных пучков, что выражается в разбиении первоначального гауссова пучка на субпучки. Она также снижает контрастность значений концентраций в области высокого и низкого поглощений.

В отличие от распространения оптического излучения в облачной среде в анализируемом в данной работе самовоздействии светового пучка в химически активной газовой смеси при поглощении его световой энергии продуктом реакции боковое смещение пучка за счет тепловой дефокусировки и смещение центра пучка при рефракции на амплитудной решетке из-за поглощения усиливают друг друга.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 95-20-04448).

1. Сухоруков А.П., Шумилов Э.Н. // ЖТФ. 1973. Т. 43. № 5. С. 1029.
2. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивности лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 311 с.
3. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 210 с.
4. Егоров К.Д., Кандидов В.П., Пентегова Л.И., Прахов М.С. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 9. С. 1825.
5. Трофимов В.А. // Радиотехника и электроника. 1986. Вып. 10. С. 1930.
6. Захарова И.Г., Карамзин Ю.Н., Трофимов В.А. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 9. С. 1839.
7. Бункин Ф.Б., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // Известия РАН. Сер. Физическая. 1982. Т. 46. № 6. С. 1150.
8. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Лазерная термохимия // М.: ЦентрКом, 1995. 367 с.
9. Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Известия РАН. Сер. Физическая. 1996. Т. 60. № 6. С. 65.
10. Карамзин Ю.Н., Трофимов В.А. // Вестник МГУ. Сер. Вычислит. матем. 1987. № 2. С. 29.
11. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Математическое моделирование в нелинейной оптике // М.: Изд-во МГУ, 1989. 159 с.
12. Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Тез. докл. на IV Симпозиуме «Оптика атмосферы и океана». Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 1997. С. 8.

Московский государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
5 мая 1997 г.

*O.A. Gunaze, V.A. Trofimov. On Propagation of Diffraction Light Beam in Nonlinear Absorption Mixture of Chemically Active Moving Gases.*

We investigate regularities of propagation of diffraction light beam in moving non-linear absorption chemically active mixture of gases. The absorption of light energy by reaction product is analyzed. It is shown that optical bistable dependence of reaction product concentration on input light intensity may also take place in unmoving medium. We found that the absorption of light energy by reaction product augments the influence of thermal blooming. Formation of tubular profile of light beam passing through medium is observed for the case of thermal blooming action on laser propagation.