

12. Abujelala M. T., Lilley D. G. Limitations and empirical extensions of the  $k - \epsilon$  model as applied to turbulent confined swirling flows.— N. Y., 1984.— (Paper/AIAA; N 441).
13. Yoon H. K., Lilley D. G. Five-hole pitot probe time-mean velocity measurements in confined swirling flows.— N. Y., 1983.— (Paper/AIAA; N 315).
14. Ха. Метод расчета трехмерных турбулентных течений в каналах турбинных решеток на расчетных и нерасчетных режимах с применением уравнений Навье — Стокса // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. Энергетические машины и установки.— 1984.— № 2.
15. Сухович Е. П. Группа моделей турбулентности второго порядка для описания течений с искривленными линиями тока // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.— 1983.— № 1.
16. Gibson M. M., Rodi W. A Reynolds-stress closure model of turbulence applied to the calculation of a highly curved mixing layer // J. Fluid Mech.— 1981.— V. 103, N 5.
17. Шец Д. Турбулентное течение. Процессы вдува и перемешивания.— М.: Мир, 1984.
18. Стуров Г. Е. О влиянии закрутки потока на процессы турбулентного переноса // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1984.— № 16, вып. 2.
19. Лэм Г., Брэмхорст К. Модифицированная форма  $k - \epsilon$ -модели для расчета пристеночной турбулентности // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. Теор. основы инж. расчетов.— 1981.— № 3.
20. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
21. Желева И. М., Стулов В. П. Исследование одного класса закрученных течений запыленного газа // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 6.
22. Генкин А. Л., Гнатюк Т. А., Ярин Л. П. Движение частиц полидисперсного материала в турбулентном закрученном потоке // Физика аэродисперсных систем.— Киев, 1982.— № 22.
23. Селезнев Л. И., Цвигун С. Т. Исследование влияния условий закрутки на структуру двухфазного потока в расширяющемся канале // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 5.
24. Шургалский Э. Ф. Исследование двухфазных закрученных течений в цилиндрических каналах конечной длины // Теор. основы хим. технологии.— 1985.— Т. 19, № 3.
25. Новомлинский В. В., Стронгин М. П. Особенности использования двухпараметрической модели турбулентности в расчетах течений с инертными частицами // Турбулентные двухфазные течения и техника эксперимента.— Таллин, 1985.
26. Стронгин М. П. Математическое моделирование течений, характерных для плазменного напыления // Тепло- и массообмен в плазмохимических процессах: Тр. междунар. школы-семинара.— Минск, 1982.

Поступила 29/XII 1986 г.

УДК 536.25

## ТЕРМОДИФУЗИОННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ЖИДКОЙ СМЕСИ В УСЛОВИЯХ РАЗВИТОЙ КОНВЕКЦИИ

К. Г. Костарев, А. Ф. Пшеничников

(Пермь)

Гравитационная конвекция, возникающая в неизотермических полостях, в значительной степени определяет вид концентрационных полей, сформированных термодиффузией. Существенное влияние конвекции на термодиффузионное разделение проявляется уже в горизонтальных слоях, подогреваемых сверху [1]. Конвективное движение, возникающее в них вследствие слабой неизотермичности границ или небольшого наклона, может уменьшить термодиффузионное разделение поперек слоя и одновременно вызвать появление в несколько раз больших продольных перепадов концентрации [2, 3]. Разделение в этом случае зависит в основном от диффузионного числа Рэлея (произведения чисел Грасгофа  $Gr$  и Шмидта  $Sc$ ) и безразмерного термодиффузионного параметра [4, 5]. При  $Sc Gr \sim 10^5$  концентрационное разделение достигает максимума. Дальнейшее усиление конвекции должно приводить к размыванию концентрационных полей, однако вопрос о неоднородности раствора по концентрации при  $Gr \geq 10^4$  остается открытым. В настоящей работе он исследуется экспериментально на примере тепловой конвекции в зазоре между двумя горизонтальными coaxialными цилиндрами. Внутренний цилиндр имеет более высокую температуру. Тепловая конвекция однокомпонентной жидкости в такой полости хорошо изучена [6]. Ее характерная особенность — наличие под внутренним цилиндром застойной зоны с очень медленным («ползущим») движением. Эта зона имеет устойчивую стратификацию по температуре, как и горизонтальный слой, подогреваемый сверху, но в отличие от последнего конвективное движение в ней не является независимым — оно «проникает» из области с развитой конвекцией. Таким образом, поля температур и концентраций в застойной зоне определяются характером и интенсивностью конвективного движения в средней части полости.

Экспериментальная модель представляла собой два латунных коаксиальных цилиндра, ограниченных с торцов плоскими полупрозрачными зеркалами. Радиус внутреннего цилиндра 5 мм, ширина цилиндрического зазора 20, длина 28 мм. Внутренний цилиндр снабжен электрическим нагревателем, температура внешнего задавалась струйным ультратермостатом. С помощью юстировочных винтов зеркала устанавливались под небольшим углом друг к другу и образовывали рабочее пространство двухзеркального автоколлимационного интерферометра, что позволяло исследовать тепловые и концентрационные поля [7, 8]. Интерферограмма модели, заполненной однородной по концентрации изотермической жидкостью, представляла собой систему прямых вертикальных полос равной ширины. Появление неоднородностей температуры или концентрации приводило к смещению полос, пропорциональному величине неоднородности. Перепад температур между цилиндрами измерялся дифференциальной медь-константановой термопарой, подключенной к цифровому вольтметру типа ЦЦ-300. Температура окружающей среды измерялась ртутным термометром с ценой деления 0,1 К.

В качестве рабочих жидкостей использовались водные растворы сульфата натрия, отличающиеся большим значением коэффициента  $Co_p$  и малым коэффициентом диффузии [9, 10]. Перед началом каждого опыта модель заполнялась свежим раствором и герметизировалась. Температура внешнего цилиндра задавалась равной температуре окружающей среды  $T_0$  ( $T_0 = (295 \pm 1)$  К). После включения нагревателя в полости возникала тепловая конвекция и через 2—3 ч устанавливалось стационарное распределение температуры и концентрации. Выход на стационарный режим контролировался по интерференционной картине.

Сдвиг интерференционных полос, наблюдающийся в процессе проведения опытов, определяется изменением показателя преломления жидкости, на который влияют температура и концентрация одновременно, поэтому получение информации о поле концентрации затруднительно. Затруднение было преодолено за счет того, что поле концентрации регистрировалось в изотермических условиях, для чего нагреватель внутреннего цилиндра отключался, тепловая конвекция прекращалась и начинался медленный процесс выравнивания концентрационных возмущений. Благодаря тому что время релаксации температурных возмущений на два-три порядка меньше времени релаксации концентрационных возмущений, процесс выравнивания происходил в основном в изотермических условиях. Время релаксации тепловых возмущений в эксперименте не превышало 25 мин. Поле концентрации, существовавшее на момент отключения нагревателя, восстанавливалось путем экстраполяции результатов, полученных для различных моментов времени в изотермических условиях.

Описанная методика не может быть использована для исследования быстрозатухающих мелкомасштабных возмущений концентрации, однако интегральные характеристики измеряются достаточно уверенно. Погрешность измерения концентрации связана в основном с конвективным движением во время переходного процесса и для выбранной формы полости оказалась несущественной. Проведенные опыты показали, что заметные градиенты концентрации возникают только в застойной зоне, где конвективное движение подавляется устойчивой стратификацией жидкости как по температуре, так и по концентрации.

На рис. 1 приведена типичная интерферограмма концентрационного поля в зазоре, заполненном водным раствором сульфата натрия. Разделение возникло под действием термодиффузии при перепаде температур между цилиндрами  $\Delta T = 15$  К. Число Грасгофа, определенное через ширину кольцевого зазора, равно  $6,9 \cdot 10^5$ , средняя по объему концентрация  $C_0 = 0,11$ . Здесь и в дальнейшем под концентрацией будем понимать массовую долю растворенного вещества. Снимок сделан через 45 мин после выключения нагревателя. Отсутствие наклона полос над цилиндром указывает на полное перемешивание раствора конвективным движением

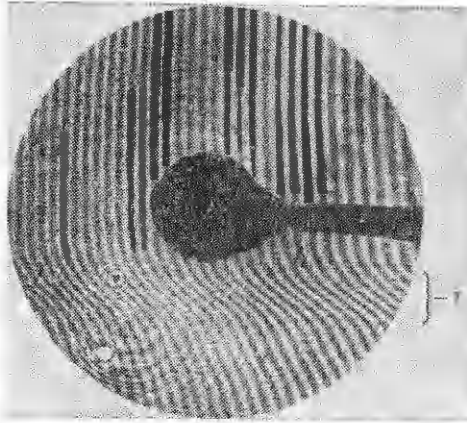


Рис. 1

в этой области. Перепады концентрации здесь настолько малы ( $\Delta C \leq 8 \cdot 10^{-6}$ ), что не могут быть обнаружены. Ниже цилиндра ориентация полос меняется; появляется переходной слой — зона с наибольшим по полости градиентом концентрации. На рис. 1 этот слой отмечен цифрой 1. Распределение концентрации вдоль вертикального диаметра приведено на рис. 2 ( $C_0 = 0,157$ ,  $t = 30$  мин). За начало отсчета принята концентрация в верхней части полости. Кривые 1—3 соответствуют  $\Delta T = 15,4; 8,3; 2,4$  К. В нижней части полости движение практически отсутствует, распределение концентрации по высоте близко к линейному.

практически отсутствует, распределение концентрации по высоте близко к линейному.

В дальнейшем для характеристики концентрационных полей будем использовать максимальный перепад концентрации в полости  $\Delta C_1$ , перепад концентрации в переходном слое  $\Delta C_2$  (рис. 2) и высоту концентрационной зоны  $h$  — расстояние по вертикали от нижней точки полости до середины переходного слоя. Все указанные параметры медленно меняются со временем, что позволяет применить экстраполирование, а также оценить погрешность, связанную с переходом к измерениям в изотермическом режиме. Так, для  $h$  эта погрешность не превышает 10%.

На рис. 3 приведена зависимость  $\Delta C_2$  от разности температур  $\Delta T$  между цилиндрами для  $C_0 = 0,157$  и  $0,066$  (линии 1 и 2). Аналогичная зависимость характерна и для максимального  $\Delta C_1$  (анализ результатов показал, что  $\Delta C_1 \approx 3\Delta C_2$ ). Как видно из рис. 3, разделение концентрации для обоих растворов наблюдается только с определенных значений разности температур ( $\Delta T = \Delta T_*$ ). При  $\Delta T < \Delta T_*$  конвективное движение захватывает всю область и заметные перепады концентрации отсутствуют. При  $\Delta T > \Delta T_*$  в нижней части полости возникает застойная зона со значительным перепадом концентрации. Как уже отмечалось, застойная зона в зазоре между горизонтальными цилиндрами образуется и в случае конвекции однокомпонентной жидкости [6], если  $Gr > 10^3$ . Внутри такой зоны имеется устойчивая стратификация жидкости по температуре, а на ее верхней границе формируется температурный пограничный слой. Высота застойной зоны обычно только на 2—4 мм меньше ширины зазора  $b$  (в настоящей работе  $b = 20$  мм). Термодиффузионное разделение приводит к дополнительному подавлению конвекции и ускоряет образование застойной зоны. Чрезвычайно слабое движение со скоростями  $u \ll$

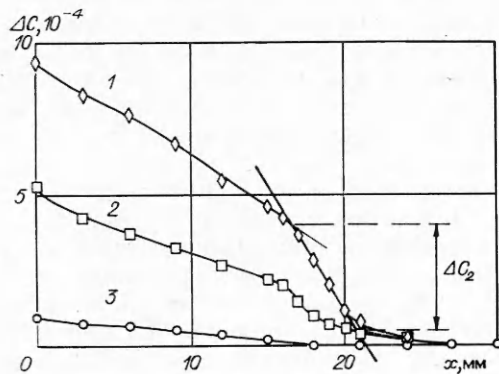


Рис. 2

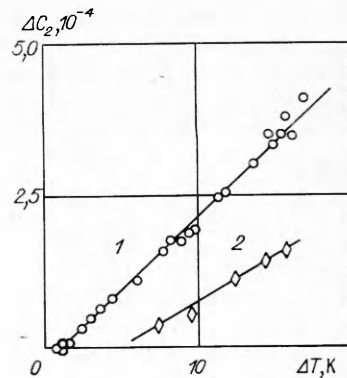


Рис. 3

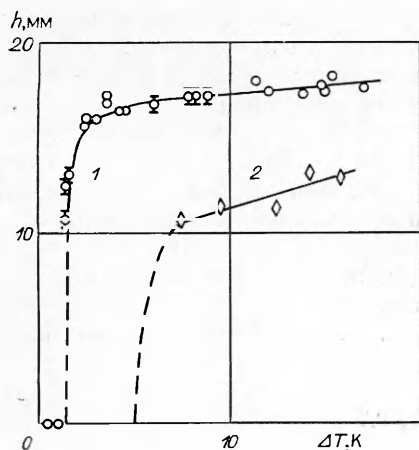


Рис. 4

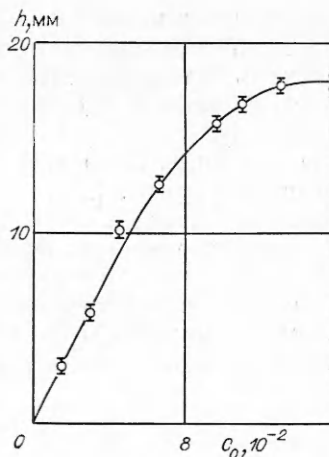


Рис. 5

$\leq 10^{-3}$  мм/с существует в ней<sup>1</sup> за счет вязкого трения. Движение передается из зоны с развитой конвекцией и может быть обнаружено только по тем искажениям, которые оно вносит в концентрационное поле, сформированное термодиффузией.

Высота концентрационной зоны  $h$  определяет объем жидкости, обогащенной растворенным веществом, и, вообще говоря, может быть существенно меньше  $b$ . Этот факт — следствие большого различия в численных значениях коэффициентов диффузии и температуропроводности жидких растворов. Ползущее движение в застойной зоне сильнее влияет на поле концентрации, нежели на поле температур. С увеличением термодиффузионного параметра  $\gamma = S(1 - C_0)C_0\Delta T$  ( $S$  — коэффициент Соре) усиливается стратификация жидкости в застойной зоне и конвективное движение в ней подавляется. Это приводит к росту  $h$  так, что при  $C_0 \geq 0,14$  и  $\Delta T \geq 4$  К она практически совпадает с высотой застойной зоны. Отметим, что параметр  $\gamma$  имеет смысл перепада концентрации, возникающего за счет термодиффузии в бесконвективных условиях. В качестве примера на рис. 4 приведена зависимость  $h$  от разности температур между цилиндрами. Кривой 1 соответствует  $C_0 = 0,157$ , 2 — 0,066. Зависимость нелинейна вследствие кризисного характера образования концентрационной зоны. С ростом  $\Delta T$  увеличивается сила термодиффузионного эффекта и одновременно происходит локализация конвективного движения в верхней части полости. Зависимость  $h = f(C_0)$  монотонна, а при малых концентрациях близка к линейной (рис. 5,  $\Delta T = 15$  К).

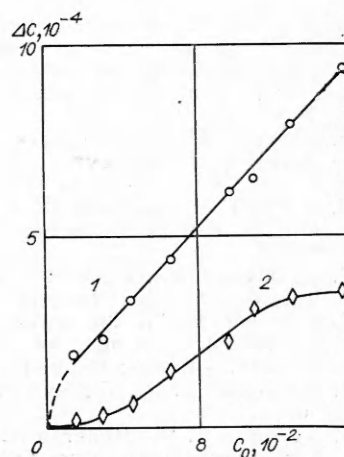


Рис. 6

Максимальное концентрационное разделение, полученное в эксперименте при  $\Delta T = 15,7$  К и  $C_0 = 0,157$ , составило  $9,3 \cdot 10^{-4}$ . При этих же концентрации и разности температур, но в бесконвективной позиции (например, в плоском горизонтальном слое при подогреве сверху) достигается значительно большее разделение ( $\gamma = 0,018$ ). Как видно из сравнения, слабое движение жидкости в застойной зоне приводит к уменьшению концентрационного разделения примерно на порядок.

Сила термодиффузионного эффекта увеличивается с концентрацией ( $C_0 \leq 0,5$ ), поэтому были исследованы зависимости  $\Delta C_1$  и  $\Delta C_2$  от  $C_0$  при постоянной разности температур ( $\Delta T = 15$  К) между цилиндрами (рис. 6). Зависимость  $\Delta C_1$  от  $C_0$  близка к линейной (кривая 1). Зависимость перепада

да концентрации в переходном слое (кривая 2) имеет более сложный вид, однако в целом обе они монотонно растут с увеличением  $\gamma$ .

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что термодиффузионным разделением жидких растворов в условиях развитой конвекции ( $Gr \geq 10^4$ ) можно пренебречь, за исключением тех случаев, когда внутри полости возможно образование застойных зон с очень медленным движением. Концентрация раствора внутри таких зон может существенно отличаться от средней по объему. Объем концентрационной зоны и разделение зависят от интенсивности конвективного движения и силы термодиффузионного эффекта, однако разделение всегда оказывается меньше, нежели в бесконвективной позиции.

В заключение авторы благодарят Г. З. Гершуни за обсуждение результатов и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рабинович Г. Д. Разделение изотопов и других смесей термодиффузией.— М.: Атомиздат, 1981.
2. Chueh P. L., Yeh H. M. Thermal diffusion in plate column inclined for improved performance // AIChE J.— 1967.— V. 13, N 1.
3. Kokugan T., Shimisu M. The effect of inclination on separation in a thermal diffusion column // J. Chem. Eng. Jap.— 1976.— V. 9, N 3.
4. Пинягин А. Ю., Пшеничников А. Ф. Свободная конвекция жидкой бинарной смеси в наклонной прямоугольной полости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 4.
5. Костарев К. Г., Пшеничников А. Ф. Влияние свободной конвекции на термодиффузию в жидкой смеси, заполняющей наклонную прямоугольную полость // ПМТФ.— 1986.— № 5.
6. Kuehn T. H., Goldstein R. J. An experimental and theoretical study of natural convection in the annulus between horizontal concentric cylinders // J. Fluid Mech.— 1976.— V. 74, N 4.
7. Gustafson S. E., Kjellander Rolf A. E. An interferometer for direct recording of refractive index distributions // Z. Naturforsch.— 1968.— Bd 23 «a», N 2.
8. Костарев К. Г., Пшеничников А. Ф. Экспериментальное исследование концентрационной конвекции в горизонтальном цилиндрическом слое // Конвективные течения.— Пермь: Перм. пед. ин-т, 1985.
9. Рабинович Г. Д., Гуревич Р. Я., Боброва Г. И. Термодиффузионное разделение жидких смесей.— Минск: Наука и техника, 1971.
10. Бузмаков В. М., Пинягин А. Ю., Пшеничников А. Ф. Методика одновременного измерения коэффициента Соре и диффузии жидких растворов // ИФЖ.— 1983.— Т. 44, № 5.

Поступила 14/1 1987 г.

УДК 532.542:660.095.26

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ФРОНТА РЕАКЦИИ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЙСЯ СИЛЬНЫМ УВЕЛИЧЕНИЕМ ВЯЗКОСТИ

Г. В. Жижин, А. С. Сегаль

(Ленинград)

Гидродинамическая устойчивость плоского фронта химической реакции в газовой фазе впервые рассматривалась в [1] в пренебрежении эффектами переноса. Влияние процессов переноса на устойчивость плоского фронта в вязких газовой и конденсированной фазах исследовалось в [2—5]. Особенности устойчивости искривленного фронта рассматривались в [6] на примере распространения сферического пламени по неподвижной газовой фазе. Эффекты переноса при этом считались малыми и учитывались феноменологически в приближении Маркштейна [7].

В данной работе в линейном приближении рассматривается гидродинамическая устойчивость стационарного цилиндрического фронта реакции в радиальном осесимметричном потоке конденсированной среды. Поток образован с помощью двух противоположных цилиндрических поверхностей, расположенных коаксиально. Считается, что вязкость среды в процессе реакции существенно увеличивается (что характерно, например, для реакции полимеризации), при этом инерционные эффекты малы и не учитываются [8, 9]. Исследована зависимость инкремента возмущений стационарных