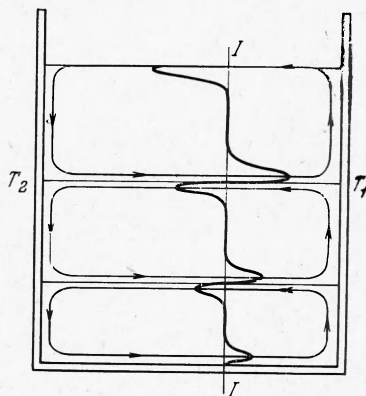
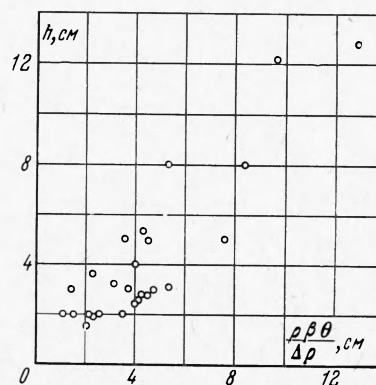


Необходимо отметить, что плотность со временем не выравнивается между ячейками, а устанавливается скачкообразное распределение ее. В объеме отдельных ячеек из-за конвективного движения плотность быстро выравнивается.



Фиг. 3



Фиг. 4

Образование ячеек при свободной конвекции жидкостей следует ожидать во многих практических задачах. В естественных условиях градиент плотности может иметь место и в жидкостях, обычно считаемых однородными, в результате наличия механических примесей, растворенных солей или в результате расслоения многокомпонентных жидкостей (нефтепродукты). В таких жидкостях при соответствующих тепловых условиях и достаточных высотах столба жидкости могут образовываться ячейки, которые существенно будут влиять на технологические процессы.

Поступила 17 III 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В е н а р д Н. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquid. I. Description des phenomenes. Rev. Gen. Sci. Pures Appl., 1900, vol. 11, No. 23, pp. 1261—1271.
2. М и х е е в М. А. Основы теплопередачи. М.— Л., Госэнергоиздат, 1956.
3. Р у д а к о в Р. Н. Спектр возмущений и устойчивость конвективного движения между вертикальными плоскостями. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2.
4. V e s t С. М., A g r a s i V. S. Stability of natural convection in a vertical slot. J. Fluid Mech., 1969, vol. 36, pt. 1.
5. Л ы к о в А. В., Б е р к о в с к и й Б. М., Ф е р т м а н В. Е. Экспериментальное исследование конвекции при нагреве сверху. Инж.-физ. ж., 1969, т. 16, № 6.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА В ЗОНАХ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПЕРЕД УСТУПОМ

Б. Е. Лужанский, В. П. Солнцев

(Москва)

Изложены результаты экспериментального исследования теплообмена в зонах отрыва двухмерного турбулентного пограничного слоя перед прямоугольным уступом при дозвуковой скорости воздушного потока.

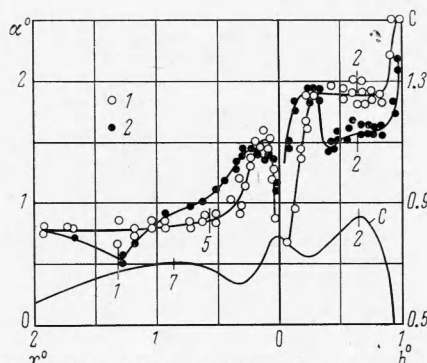
Исследование проводилось при изменении отношения толщины пограничного слоя в сечении отрыва к высоте уступа от 0.09 до 4, критерия Рейнольдса, рассчитанного по параметрам потока и высоте уступа, от  $1.7 \cdot 10^4$  до  $4.2 \cdot 10^5$  и критерия Эйлера от 1.1 до 200. Температурный фактор равнялся 0.7. Дано краткое описание экспериментального участка и методики экспериментов.

Показано, что распределение коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне неавтономно и зависит от схемы течения, чисел Рейнольдса, Эйлера и относительной толщины вытеснения пограничного слоя на линии отрыва.

Получены критериальные зависимости, обобщающие данные по теплообмену в характерных точках отрывной зоны, и безразмерные распределения коэффициентов теплоотдачи, позволяющие провести инженерный расчет теплообмена на уступе и пластине.



Фиг. 1



Фиг. 2

Приведены также результаты исследования схем течения, характерных размеров отрывных зон и распределения статического давления, необходимые для расчета теплообмена.

Схема течения перед уступом представлена на фиг. 1.

Обозначения

$x, h$  — расстояние на пластине и уступе, отсчитываемое от основания уступа,  $H$  — высота уступа,  $u$  — скорость,  $\rho$  — плотность,  $p$  — статическое давление,  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи,  $\alpha_0$  — коэффициент теплоотдачи на пластине без уступа,  $\sigma$  — критерий Прандтля,  $\delta, \delta^*, \vartheta$  — безразмерная толщина, толщина вытеснения и толщина потери импульса пограничного слоя в сечении отрыва, отнесенные к высоте уступа  $H$

$$x^0 = \frac{x}{H}, \quad h^0 = \frac{h}{H}, \quad h^r = \frac{h}{h_2}, \quad h^* = \frac{h - h_2}{H - h_2}$$

$$\alpha^0 = \frac{\alpha}{\alpha_0}, \quad \alpha' = \frac{\alpha}{\alpha_2}$$

$$C = \frac{2(p - p_0)}{\rho_0 u_0^2}, \quad E = \frac{\rho_0}{\rho_0 u_0^2}, \quad \bar{R}_0 = \frac{u_0 \rho_0 H}{\mu_0}$$

Индексы:

0 — параметры набегающего потока; 1, 2, 5 — параметры в соответствующих точках отрыва и присоединения.

1. Эксперименты проводились на дозвуковой аэродинамической трубе с открытой рабочей частью, описание которой приведено в работе [1]. Число Маха достигало 0.85, число  $R_0 = 1.7 \cdot 10^4 \div 4.2 \cdot 10^5$ , величина температурного фактора  $T_{w0} = 0.7$ .

Экспериментальный участок представлял собой открытый сверху прямоугольный канал шириной 260 или 80 мм, на дно которого устанавливались уступы высотой от 8 до 45 мм. Двухмерность течения обеспечивалась наличием боковых стенок, пограничный слой с которых сливался через щели, расположенные до отрывной зоны. Контрольные эксперименты с переменной шириной канала показали отсутствие влияния концевых эффектов на течение и теплообмен на мерном участке перед уступом. Конструкция экспериментального участка обеспечивала изменение толщины турбулентного пограничного слоя на линии отрыва перед уступом от 2.7 до 34 мм, формпараметра  $\delta^* / \vartheta$  от 1.6 до 3 и  $\delta$  от 0.09 до 4.

Исследование теплообмена проводилось методом, основанным на теории регулярного режима первого рода. В плоскости симметрии пластины и уступов располагались пакеты из 31 и 20 плоских медных калориметров толщиной от 1 до 5 мм. Изменение температуры калориметров фиксировалось на осциллографах ОТ-24. Анализ погрешностей измерений и обработка результатов нескольких контрольных экспериментов по-

казали, что предельная суммарная ошибка конечного результата единичного измерения коэффициента теплоотдачи с вероятностью 0.95 не превышала 20%. Для уменьшения суммарной погрешности конечного результата измерений на каждом режиме производилось от двух до четырех замеров  $\alpha$ .

2. Для анализа и обобщения данных по теплообмену в сложной области течения перед уступом необходимы данные, характеризующие течение в отрывной зоне. Поэтому кроме измерений местных коэффициентов теплоотдачи проводилось исследование картины течения при помощи визуализации течения на поверхности моделей. Определялись характерные размеры отрывной зоны, распределение статического давления на поверхности уступа и пластины, а также параметры пограничного слоя в отрывном сечении.

В результате были выявлены две схемы течения в отрывной зоне с отрывом пограничного слоя в точке 1 и присоединением в точке 2 (фиг. 1), отличающиеся наличием дополнительных циркуляционных зон.

*Течение типа А.* В отрывной зоне наблюдается одна дополнительная циркуляционная зона, образовавшаяся в результате отрыва пристеночного пограничного слоя в точке 3 и присоединения его на пластине в точке 4.

*Течение типа В.* Кроме зоны 3 — 4 существует еще одна дополнительная циркуляционная зона с отрывом пристеночного пограничного слоя в точке 5 и присоединением в точке 6.

Для некоторых значений  $\delta^*$  приводим осредненные безразмерные координаты точек 1 и 2.

$\delta^* = 0.03$	0.06	0.1	0.4	0.8	1.2
$x_1^\circ = 0.7$	1.2	1.3	1.32	1.1	0.9
$h_2^\circ = 0.38$	0.6	0.65	0.65	0.65	0.65

В таблице приведены данные по величине безразмерной координаты линии отрыва пристеночного пограничного слоя  $x_5 / h_2$ . По данным таблицы можно также определить

$R_*$	$E = 1.5$	3	60	140
$3.3 \cdot 10^3$	—	—	—	1.3*
$5 \cdot 10^3$	—	—	0.7*	0.7
$9 \cdot 10^3$	—	1*	0.9	1.2
$1.5 \cdot 10^4$	1.1*	1	1.1	—
$2 \cdot 10^4$	1.1	1.1	1.2*	—
$7 \cdot 10^4$	1.5	1.6*	—	—
$1.1 \cdot 10^5$	1.7*	—	—	—

границы области существования схем течения А и В. Предельные значения чисел  $R_*$ , при которых для данного значения критерия  $E$  еще осуществляется течение типа В, в таблице отмечены звездочкой. Вне указанных границ течение в отрывной зоне осуществляется по схеме А. Число  $R_*$  рассчитывается по зависимости

$$R_* = \frac{u_0 h_2 \rho_*}{\mu_0} \left[ (C_2 - C_*) \frac{\rho_0}{\rho_*} \right]^{0.5} \quad (2.1)$$

Звездочкой обозначены параметры при характерном давлении в отрывной зоне на пластине (в точке 7 фиг. 2).

В результате исследования распределения статического давления, проведенного в диапазонах изменения  $\delta^*$  от 0.028 до 1.5 и  $\delta^* / \vartheta$  от 1.6 до 3, были получены зависимости

$$C_* = 0.37 (\delta^*)^{-0.25}, \quad C_2 = 0.43 (\delta^*)^{-0.25} \quad (2.2)$$

Последняя зависимость справедлива при  $\delta^* = 0.033-1.5$ . При уменьшении  $\delta^* < 0.033$  значение  $C_2$  асимптотически приближается к единице. Кроме того, была получена зависимость, обобщающая распределение статического давления на пластине до отрывной зоны

$$\frac{C}{C_*} = 1 - \exp \{ -3.5 [(x^\circ - x_1^\circ) (\delta^*)^{-0.1} + 1]^{-1} \} \quad (2.3)$$

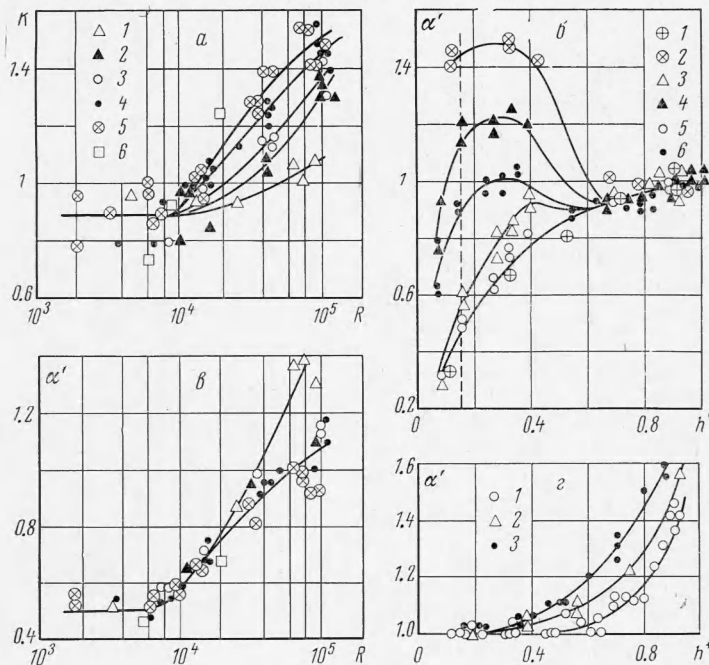
3. На фиг. 2 представлены типичные распределения коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне. Локальные значения  $\alpha$  отнесены к соответствующим экспериментальным значениям коэффициентов теплоотдачи на пластине без уступа  $\alpha_0$ .

Значения  $\alpha$  на уступе отнесены к значениям  $\alpha_0$  в точке, совпадающей с основанием уступа. Экспериментальные данные, соответствующие точкам 1, получены при значении  $\delta^* = 0.1$ ,  $T_{w0} = 0.7$ ,  $R_0 = 3.5 \cdot 10^4$  и  $E = 80$ . Значения  $\alpha$ , соответствующие точкам 2, получены при тех же значениях  $\delta^*$  и  $T_{w0}$ , но при числах  $R_0 = 2.9 \cdot 10^5$  и  $E = 1.1$ . Для второго режима на фиг. 2 приведено также распределение коэффициентов статического давления и показаны координаты точек отрыва и присоединения пограничного слоя. Анализ экспериментальных данных показал, что распределение коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне неавтономно и зависит от чисел  $R_0$ ,  $E$  и  $\delta^*$ .

Рассмотрим теплообмен на поверхности уступа. Данные по распределению статического давления на поверхности уступа, полного давления и скорости на границе пристеночного пограничного слоя позволили сделать заключение, что для приближенной оценки величины градиента скорости в точке 2 во всем исследованном диапазоне чисел  $R_0$ ,  $E$  и  $\delta^*$  можно использовать соотношение

$$\left(\frac{du}{dh}\right)_2 \sim \frac{u_*}{h_2} = \frac{u_0}{h_2} \left[ (C_2 - C_*) \frac{\rho_0}{\rho_*} \right]^{0.5} \quad (3.1)$$

где  $u_*$  — скорость на разделяющей линии тока в отрывной зоне.



Фиг. 3

Принимая, что теплообмен в точке 2 зависит от градиента скорости аналогично теплообмену на линии растекания двумерного ламинарного пограничного слоя, расчет  $\alpha_2$  можно провести по критериальной зависимости

$$N = \bar{K} \bar{R}^{0.5} \quad \left( \bar{N} = \frac{\alpha_2 h_2}{\lambda_0}, \quad R = \frac{u_* h_2 c_p}{\nu_0} \right) \quad (3.2)$$

На фиг. 3, а приведены экспериментальные данные по величине коэффициента пропорциональности  $K$ , полученные при значениях  $T_{w0} = 0.7$  и  $\sigma = 0.7$ . Экспериментальные точки 1, 2, 3, 4, 5 и 6 соответствуют значениям  $\delta^*$ , равным 0.03, 0.06, 0.1, 0.2, 0.5 и 0.8. Зависимость коэффициента  $K$  от  $R$  и  $\delta^*$ , возможно, объясняется влиянием турбулентности на теплообмен в ламинарном пограничном слое. Измерения, проведенные при помощи термоанемометра ЭТАМ-3А, показали, что интенсивность турбулентности в окрестности точки 2 достигала 20–60%, причем увеличение  $\delta^*$  приводило к росту интенсивности турбулентности в отрывной зоне.

Данные по изменению  $K = f(R, \delta^*)$  качественно согласуются с данными работы [2] по влиянию интенсивности турбулентности потока и числа Рейнольдса на интенсификацию теплообмена в ламинарном пограничном слое. Так же как в указанной работе, в данном случае имеется предельное значение числа Рейнольдса  $R = 10^4$ , до которого предполагаемое влияние турбулентности не проявляется и коэффициент  $K$  не зависит от чисел  $R$  и  $\delta^*$ .

На фиг. 3, б показано безразмерное распределение тепловых потоков в отрывной зоне на уступе. Местные значения коэффициентов теплоотдачи отнесены к значениям

$\alpha_2$ . Экспериментальные точки 1, 3, 5 получены при значении числа  $R_0 = 3.5 \cdot 10^4$ , точки 2, 4, 6 — при  $R_0 = 2.9 \cdot 10^5$ . Значения параметров  $\delta^*$  для точек 1 и 2, 3 и 4, 5 и 6 соответственно равны 0.03, 0.1 и 0.33. Распределение  $\alpha'$  неавтомодельно и существенно зависит от чисел  $R_0$  и  $\delta^*$ . При небольших числах  $R_0$  (точки 1, 5) тепловые потоки уменьшаются от точки 2 к основанию уступа. Увеличение числа  $R_0$  приводит к появлению максимума тепловых потоков на уступе (точки 2, 4, 6). Аналогичное изменение характера распределения тепловых потоков на уступе вызывает также изменение параметра  $\delta^*$ , приводящее к увеличению местных чисел Рейнольдса на уступе.

Анализ данных по теплообмену и местным параметрам течения показал, что режим теплообмена и течения в пристеночном пограничном слое может быть ламинарным, переходным и турбулентным. Появление переходных и турбулентных участков течения приводит к резкому увеличению тепловых потоков, чем и объясняется различие в характере распределения  $\alpha$  по поверхности уступа. При отсутствии участков с переходным и турбулентным режимом расслоения кривых на фиг. 3, б не происходит.

Рассмотрение данных по величине  $\alpha'$  при фиксированном значении координаты  $h' = 0.15$  (фиг. 3, в), а также аналогичных зависимостей, полученных при других фиксированных значениях  $h'$ , показывает, что при значении  $R < 6 \cdot 10^3$  распределение  $\alpha' = f(h')$  в отрывной зоне на уступе не зависит от чисел  $R_0$ ,  $E$  и параметра  $\delta^*$ . (Обозначения на фиг. 3, в совпадают с обозначениями фиг. 3, а).

Данные по величине  $\alpha'$  при  $h' = 0.15$  могут быть использованы для нахождения распределения  $\alpha$  в отрывной зоне на уступе. При этом распределение  $\alpha' = f(h')$  определяется по осредненной кривой на фиг. 3, б, проходящей через точку с абсциссой  $h' = 0.15$  и ординатой, соответствующей значению  $\alpha'$ , определенному по данным фиг. 3, в. Безразмерное распределение коэффициентов теплоотдачи на уступе вне отрывной зоны в исследованном диапазоне параметров не зависит от чисел  $R_0$  и  $E$  и может быть определено по данным фиг. 3, в. Экспериментальные точки 1, 2 и 3 соответствуют значениям  $\delta^*$ , равным 0.1, 0.2 и 0.5.

Рассмотрим распределение тепловых потоков на пластине (см. фиг. 2). Характер распределения  $\alpha$  на пластине зависит от схемы течения в отрывной зоне. При схеме течения А (точки 2)  $\alpha$  изменяется от максимума, который находится на ускоренном участке течения от точки 4, до минимума в точке отрыва 1. При схеме течения В, которому на фиг. 2 соответствуют экспериментальные точки 1, основное уменьшение  $\alpha$  происходит до точки отрыва 5, а на участке течения 5-1 изменение  $\alpha$  незначительно.

Данные по максимальному значению коэффициентов теплоотдачи на пластине перед уступом  $\alpha_m$  при значении  $T_{w0} = 0.7$  и  $\sigma = 0.7$  показаны на фиг. 4. Экспериментальные точки 1, 2, 3, 4 и 5 получены при значениях  $\delta^*$  0.06, 0.1, 0.2, 0.5 и 0.8 соответственно. Результаты экспериментов во всем исследованном диапазоне чисел  $R_0$ ,  $E$  и параметра  $\delta^* = 0.06-0.8$  удовлетворительно обобщаются одной критериальной зависимостью

$$N_m = \frac{\alpha_m h_2}{\lambda_0} = f(R_*)$$

которая показана в виде кривой на фиг. 4.

Обработка экспериментальных данных показала, что коэффициент теплоотдачи в точке отрыва  $\alpha_1$  может быть рассчитан методом, предложенным в работе [3]. Использование этого метода дает хорошие результаты при расчете теплообмена перед отрывной зоной до линии отрыва включительно во всем исследованном диапазоне  $\delta^*$ .

На фиг. 5 представлено безразмерное распределение коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне на пластине в виде

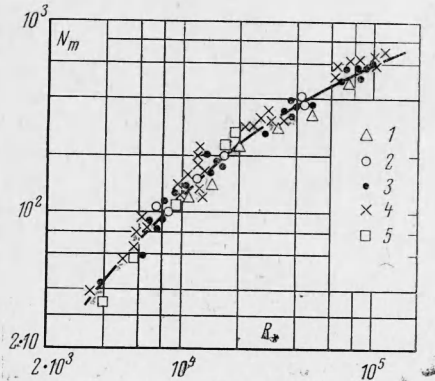
$$\alpha^* = \frac{\alpha - \alpha_1}{\alpha_m - \alpha_1} = f(x^*)$$

где  $x^*$  — характерный размер.

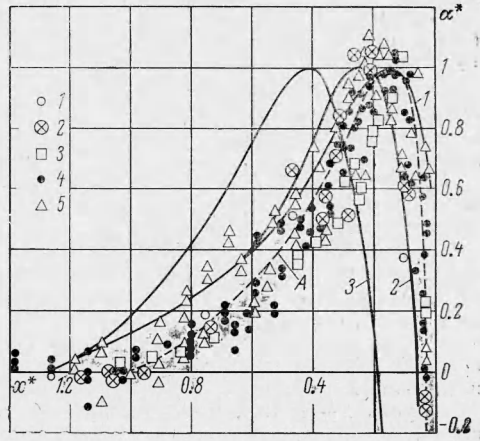
При течениях в отрывной зоне по схеме А  $x^* = x/x_1$ , а при течениях по схеме В  $x^* = x/x_5$ . Экспериментальные точки 1, 2, 3, 4 и 5 на фиг. 5 относятся к течению типа А и соответствуют значениям  $R_0 \cdot 10^{-5}$ , равным 0.4, 0.7, 1.1, 3 и 8.5. Все данные при  $R_0 > 2 \cdot 10^4$  и  $\delta^* = 0.06-0.8$  могут быть обобщены одной зависимостью, показанной пунктирной кривой А.

Безразмерные распределения коэффициентов теплоотдачи при течениях типа В показаны на фиг. 5 сплошными линиями 1-3. В этом случае распределение  $\alpha^*$  неавтомодельно, что связано в основном со значительным изменением координаты  $x_5$  в зависимости от числа  $R_*$  и  $E$  при незначительном изменении положения максимума  $\alpha$  на пластине. В исследованном диапазоне параметров координата максимума  $\alpha$  приближенно равна  $0.3h_2$ , поэтому в качестве параметра, определяющего расслоение безразмерных кривых можно использовать отношение  $x_5/h_2$ . Кривым 1, 2 и 3 на фиг. 5 соответствуют значения  $x_5/h_2 = 1.7, 1$  и  $0.7$ .

4. В результате проведенной работы исследован теплообмен в зоне отрыва турбулентного пограничного слоя перед уступом в диапазоне изменения относительной толщины пограничного слоя на линии отрыва от 0.09 до 4, формпараметра пограничного слоя  $\delta^*/\theta$  — от 1.6 до 3, критериев Рейнольдса  $R_0 = 1.7 \cdot 10^4 \div 4.2 \cdot 10^5$  и Эйлера  $E = 1.1 \div 200$ .



Фиг. 4



Фиг. 5

Показано, что распределение коэффициентов теплоотдачи в отрывной зоне неавтономно и зависит от схемы течения, значений критериев Рейнольдса и Эйлера, относительной толщины вытеснения пограничного слоя на линии отрыва.

Получены критериальные зависимости, обобщающие данные по теплообмену в характерных точках отрывной зоны, и безразмерные распределения коэффициентов теплоотдачи, позволяющие провести инженерный расчет теплообмена на поверхности уступа и пластины.

Авторы благодарны В. С. Авдеевскому за обсуждение результатов работы.

Поступила 6 V 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Крюков В. Н., Солнцева В. П. Экспериментальное исследование структуры пограничного слоя и теплообмена на шероховатой поверхности. В сб. «Исследование теплообмена в потоках жидкости и газа», М., «Машиностроение», 1965.
2. K e s t i n J. The effect of free — stream turbulence on heat transfer. Advances Heat Trans., New York — London, Acad. Press., 1966, vol. 3.
3. Авдеевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1962, № 4.

#### НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ДВИЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА В СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ДИФфуЗИИ И ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Л. А. Галин, О. М. Чурмаев

(Москва)

Рассматривается задача о барботажном реакторе, в котором газ и жидкость перемешиваются путем пропускания пузырьков газа через слой жидкости. Представлены результаты численного решения системы уравнений, описывающей процессы, происходящие в реакторе, в случае, когда отсутствуют химические реакции, а также в случае, когда химические реакции протекают при постоянной температуре.

Пузырьки образуются из газовых струй, которые выходят из специальных насадок, смонтированных в днище реактора. При выходе из насадка струя газа дробится на отдельные пузырьки, всплывающие под действием архимедовой силы. Экспериментально процесс барботажа изучался в работах [1-3].