

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. О конвективной устойчивости при наличии периодически меняющегося параметра. ПММ, 1970, т. 34, вып. 3.
2. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
3. Зеньковская С. М. Исследование конвекции в слое жидкости при наличии вибрационных сил. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
4. Бурда Г. И. Численное исследование конвекции, возникающей в модулированном поле внешних сил. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О параметрическом возбуждении конвективной неустойчивости. ПММ, 1963, т. 27, вып. 5.
6. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости теплового скин-слоя. ПМТФ, 1965, № 6.
7. Venezian G. Effect of modulation on the onset of thermal convection. J. Fluid Mech., 1969, vol. 35, pt 2, pp. 243—254.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
9. Том А., Эйплт К. Числовые расчеты полей в технике и физике. М.—Л., «Энергия», 1964.
10. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Численное исследование конвективного движения в замкнутой полости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1965, № 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЦЕЛЕВЫХ ПОЛОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

А. В. МАЛИНОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального изучения явления естественной конвекции в щелевых замкнутых полостях для диапазона числа Релея $R = 3 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^4$ и числа Прандтля $P \approx 10^3$ — глицерин.

Рассматривается изменение характера течения в полости от ячеистого течения Бенара в горизонтальных полостях к течению пограничного слоя в вертикальных.

Предложена физическая модель наблюдаемого явления. Изучение естественной конвекции в щелевых полостях с боковыми стенками, нагретыми до различной температуры, проводилось в основном либо для случая горизонтальной [1—6], либо для случая вертикальной [7—13] ориентации полостей.

Как известно, в первом случае (при подогреве снизу — ячеистое течение Бенара) имеет место эффект пороговой (так называемой тепловой или конвективной) неустойчивости жидкости — течение начинается лишь при достижении критического перепада температур между боковыми стенками. В вертикальных полостях течение (типа замкнутого пограничного слоя) начинается при любом отличном от нуля перепаде температур (так называемая гидродинамическая неустойчивость встречных конвективных потоков).

Теоретическое исследование смены форм неустойчивости в щелевых полостях при произвольной ориентации по отношению к направлению силы тяжести методом малых возмущений проведено Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицким и др. в [14—16]. Авторами [15] показано, что переход от тепловой неустойчивости к гидродинамической при изменении ориентации происходит непрерывно.

Ниже приводятся экспериментальные результаты, подтверждающие этот вывод.

1. Описание экспериментальной установки и проведения исследований. На фиг. 1, а показана схема экспериментальной установки. Две пластины (рабочей площадью 21×35 см²) — стеклянная холодная 4 и медная горячая 7 — разделены замкнутой прокладкой 6. Щелевая полость 2 заполняется исследуемой жидкостью (глицерином). Наблюдение течения и фотографирование ведется фотоаппаратом 3 через воздушную (~1 см) теплоизоляционную прослойку 1 и стеклянную термостатируемую пластину 4.

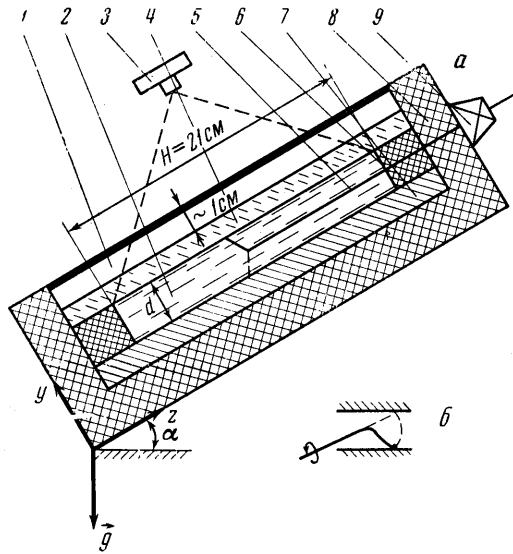
Внешняя сторона медной пластины и боковые стороны установки теплоизолированы (~5 см) слоем пенопласта 8. Температурные измерения на холодной и горячей стенках полости 2 производятся десятью медь-константановыми термопарами диаметром 0.1 мм, расположенными равномерно по высоте внутренних стенок полости. Температура внутри исследуемого слоя жидкости фиксируется термопарным зондом 5 (фиг. 1, б), приводимым в движение шаговым двигателем 9 со скоростью ~ 1.5 мм/мин; результаты измерения приведены на фиг. 2.

Эксперименты велись на ширине щели $d = 1.35$ см. Исследуемая жидкость — глицерин с подмешанной алюминиевой пудрой (из расчета 0.044 г пудры на 100 мл глицерина). При обработке результатов параметры глицерина брались при средней температуре T_m в среднем сечении полости. Динамическая вязкость глицерина, а также суспензии глицерин с алюминиевой пудрой определялась при помощи ареометра. Получены следующие значения динамической вязкости в сантипуазах в зависимости от температуры.

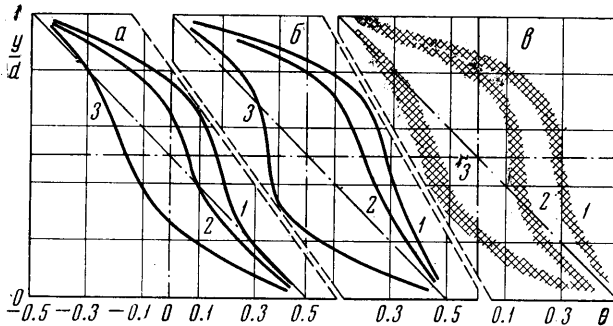
$T, ^\circ\text{C}$	25	30	40	60
μ для глицерина	144.15	107.1	61.1	25.5
μ для суспензии	142.1	105.2	59.4	24.25
для глицерина	$\rho = 1.232 \text{ г/см}^3$ при $T = 30^\circ\text{C}$			

2. Полученные результаты. Исследованный диапазон чисел $R = (3 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^4)$ для полостей горизонтальной ориентации характеризуется устойчивым ячейко-валиковым течением (фиг. 3, а, в). При $R = 3 \cdot 10^4$ появляются первые признаки нарушения правильного ячейстого течения — ячейки дробятся, наблюдается полигональная структура течения (фиг. 3, б). Аналогичные результаты получены в работах [2-4].

На фиг. 2 для различных чисел R представлены температурные измерения при горизонтальной ориентации полости в ячейках-валиках для трех сечений: 1 — в подъемном течении «по оси» ячейки; 3 — в опускном течении по «периферии» ячейки и 2 — в среднем между осевым и периферийным сечением — «по валику».



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки

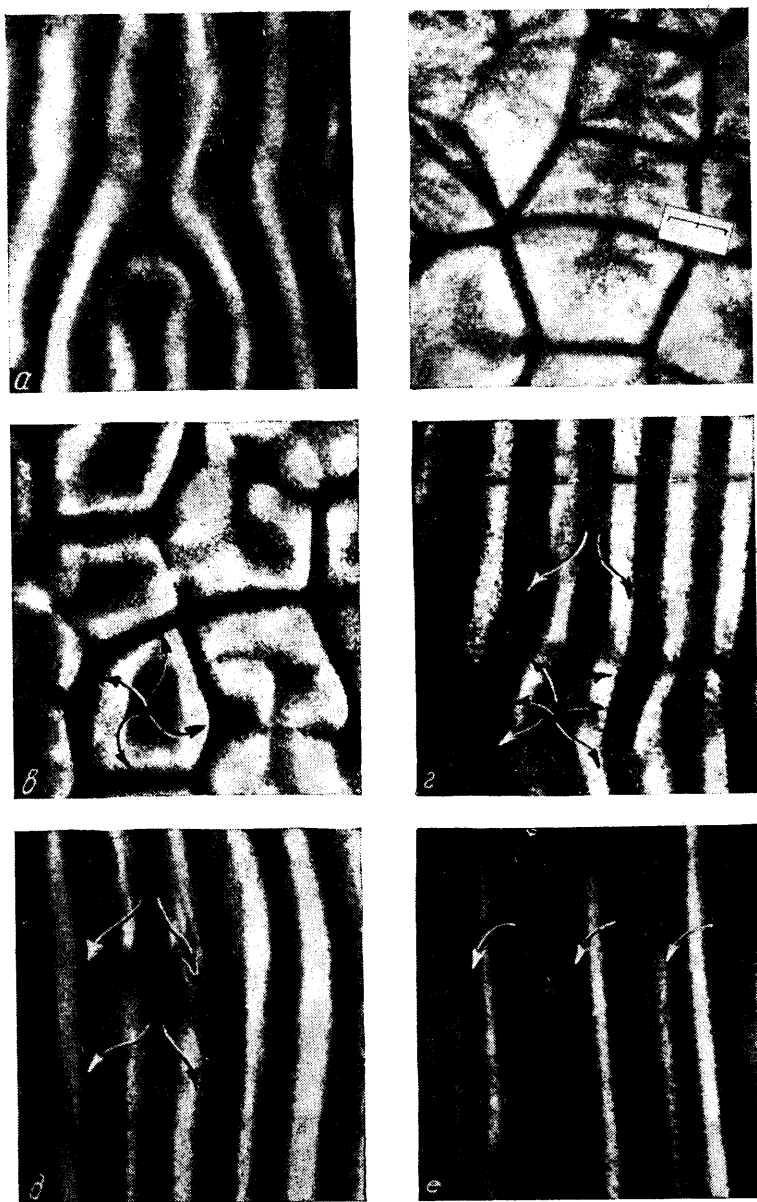


Фиг. 2. Распределение безразмерной температуры θ в ячейках-валиках по толщине слоя глицерина при различных числах R : а — $R = 5.5 \cdot 10^3$; б — $R = 9.7 \cdot 10^3$; в — $R = 1.5 \cdot 10^4$

Заштрихованная область на фиг. 2, в представляет собой область разброса результатов трех замеров для трех различных ячеек с интервалом между замерами в 40 мин. Вид и характер температурных профилей (фиг. 2) находится в соответствии с известными теоретическими и экспериментальными результатами [1-3, 6].

Изменение гидродинамики течения при наклонных ориентациях полости представлено на фиг. 3, а ($\alpha = 15^\circ$), б ($\alpha = 30^\circ$) и в ($\alpha = 60^\circ$) для исходного (в горизонте) значения числа Рэлея $R = 9.7 \cdot 10^3$ (см. фиг. 3, в) ¹.

¹ Условия настоящего эксперимента предполагают постоянным тепловой поток через полость, поэтому по мере увеличения α и уменьшения интенсивности конвективного теплопереноса растет перепад температур между стенками полости, а следовательно, и число Рэлея.



Фиг. 3. Фотографии картин течения в слое глицерина при изменении угла наклона α (стрелками показано направление течения): *a* — валиковая картина течения при горизонтальной ориентации $R = 5,5 \cdot 10^3$; *b* — полигональная картина течения при горизонтальной ориентации $R = 6,4 \cdot 10^4$ (справа видна масштабная (1 см) метка); *c* — ячеистая картина течения при горизонтальной ориентации $R = 9,7 \cdot 10^3$; *d* — картина течения при $\alpha = 15^\circ$, $R = 9,7 \cdot 10^3$ (исходное число Рейля в горизонте $R = 9,7 \cdot 10^3$); *e* — картина течения при $\alpha = 30^\circ$, $R = 1,075 \cdot 10^4$ (исходное число Рейля в горизонте $R = 9,7 \cdot 10^3$); *e* — картина течения при $\alpha = 60^\circ$, $R = 1,18 \cdot 10^4$ (исходное число Рейля в горизонте $R = 9,7 \cdot 10^3$).

На фиг. 3, *в — е* можно проследить деформацию ячеистого течения в валиковое, периодическое вдоль оси поворота полости Ox^1 .

Исходные ячейки при $\alpha > 0$ как бы «подплывают» одна под другую, что прослеживается визуально до $\alpha \approx 20 \div 30^\circ$. Направление течения в этом случае схематично представлено на фиг. 4, *а* по наблюдениям «сверху» со стороны холодной пластины и на фиг. 4, *б* — по наблюдениям «снизу» со стороны горячей пластины. (В одном из экспериментов медная пластина была заменена стеклянной.)

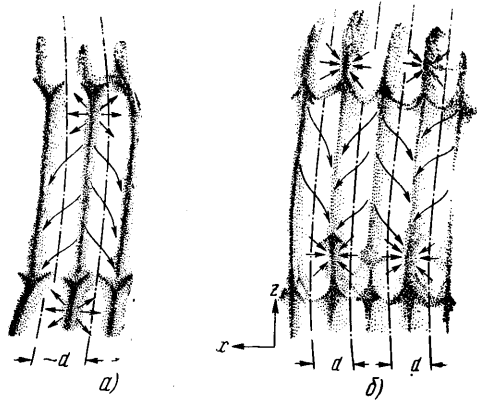
С ростом α границы наплывших ячеек начинают исчезать, и при $\alpha > 30^\circ$ можно наблюдать два вращающихся в разные стороны валика (фиг. 3, *д*). Вообще говоря, угол α , при котором визуально еще прослеживается граница между наплывшими ячейками, зависит от R — для меньших R он больше.

При дальнейшем увеличении α валики уменьшаются в размере, но расстояние между их осями сохраняется неизменным и приблизительно равным ширине полости.

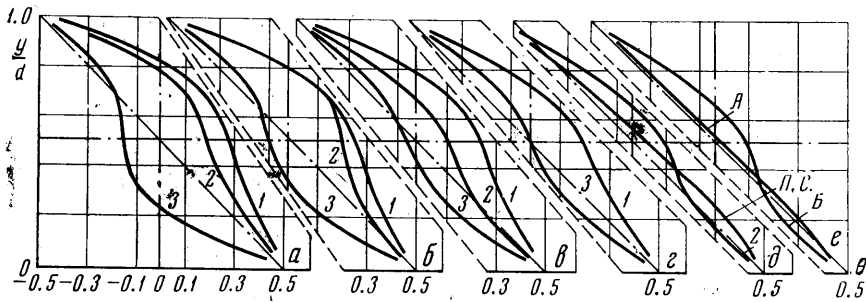
В анализируемой серии опытов при $\alpha = 60^\circ$ (фиг. 3, *е*) половина валиков исчезла, а в пространстве между оставшимися валиками хорошо прослеживается общее опускное (вид со стороны холодной пластины) течение типа течения пограничного слоя.

При $\alpha \approx 70^\circ$ исчезает и оставшаяся половина валиков, наблюдается только течение типа пограничного слоя.

Изменение температурного профиля в полости с ростом α представлено на фиг. 5 для исходного в горизонте $R = 9.7 \cdot 10^3$. С ростом α характерно уменьшение перепада



Фиг. 4. Картина течения при наклонной ориентации полости ($\alpha = 15^\circ$) (стрелками показано направление течения): *а* — вид сверху (со стороны холодной пластины), *б* — вид снизу (со стороны горячей пластины)



Фиг. 5. Изменение температурных профилей в слое глицерина при различных ориентациях полости: *а* — $\alpha = 0^\circ$, $R = 9.7 \cdot 10^3$; *б* — $\alpha = 15^\circ$, $R = 9.7 \cdot 10^3$; *в* — $\alpha = 30^\circ$, $R = 1.075 \cdot 10^4$; *г* — $\alpha = 45^\circ$, $R = 1.15 \cdot 10^4$; *д* — $\alpha = 60^\circ$, $R = 1.18 \cdot 10^4$; *е* — $\alpha = 75^\circ$, $R = 1.35 \cdot 10^4$ и $\alpha = 90^\circ$, $R = 1.35 \cdot 10^4$. Кривая: (П.С.) — течение типа пограничного слоя; *А* — течение сомкнутых пограничных слоев; *Б* — течение отшедших пограничных слоев ($\alpha = 90^\circ$, $R = 8.0 \cdot 10^4$)

температур в сечении $y/d = 0.5$ — наблюдается сближение подъемных и опускных профилей температуры, причем можно отметить большую консервативность (неизменность) подъемного течения, нежели опускного.

Для $\alpha = 60^\circ$ (фиг. 3, *е* и 5, *д*) отчетливо прослеживаются две формы течения — валиковое и течение типа пограничного слоя. Полное исчезновение валикового тече-

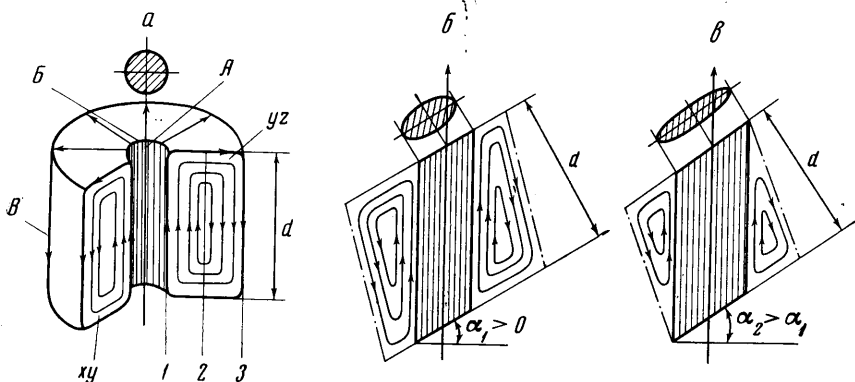
¹ На фиг. 1 ось X нормальна к плоскости рисунка.

ния в анализируемой серии опытов происходит при $\alpha = 69 \div 72^\circ$, причем какой-либо закономерности поведения критического угла наклона от R замечено не было.

При $\alpha \geq 75^\circ$ (фиг. 5, *e*) в полости существует лишь течение типа пограничного слоя, причем для данного R профили температур в слое для $\alpha = 75$ и 90° совпадают.

При $\alpha = 90^\circ$ до $R \sim 10^4$ (фиг. 5, *e*, кривая А) в полости существует течение двух «сомкнутых» пограничных слоев — теплоперенос осуществляется лишь кондукцией. Нелинейный характер изменения температуры в слое жидкости, очевидно, определяется зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры. С ростом R (вообще говоря, это является и функцией $h = H/d$) пограничные слои отходят друг от друга, и, например, при $R = 8.0 \cdot 10^4$ (кривая В) пограничные слои полностью разомкнуты, основная форма теплопереноса в полости — конвекция.

3. Обсуждение результатов. На фиг. 6, *a* представлены схематично линии тока в ячейке Бенара [¹⁻³] (горизонтальная ориентация полости). Проследим деформацию



Фиг. 6. Деформация линий тока ячейки Бенара в плоскости yz с ростом α (стрелками показано направление течения): 1 — сечение по оси ячейки; 2 — сечение по периферии ячейки; 3 — среднее сечение по валику ячейки; $a - \alpha = 0$ (горизонт); $b - \alpha_1 > \alpha_0$; $c - \alpha_2 > \alpha_1$; А — направление течения по оси ячейки; В — осевой жгут ячейки; В — направление течения по периферии ячейки

линии тока в сечении yz при последовательном увеличении угла α . При $\alpha > 0$ к любой частице жидкости приложена «скатывающая» сила, пропорциональная $\sim g \sin \alpha$. При этом подъемный осевой «жгут» ячейки деформируется из круглого в поперечном сечении в эллиптический, как бы разрезая образующийся валик в плоскости yz пополам. На фиг. 3, *z* видны две ячейки (обозначенные стрелками), вытянутые по оси z в валики (границы между ячейками — более темные линии). До $\alpha \leq 30^\circ$ наплывшие ячейки существуют еще автономно.

При слиянии вытянутых эллиптических жгутов двух соседних ячеек-валиков — последние перестают существовать автономно — наступает течение сомкнутых в направлении оси z валиков, вращающихся в разные стороны.

Совместно с ячеисто-валиковым течением в полости при $\alpha > 0$ существует течение типа пограничного слоя: частицы жидкости, примыкающие к холодной пластине, стекают вниз, а по горячей пластине поднимаются вверх. При небольших α (до $\sim 45^\circ$) это течение слабое, а поэтому его трудно зафиксировать.

С ростом α все большее количество жидкости вовлекается в течение пограничного слоя, причем отбор жидкости в движущиеся пограничные слои происходит в первую очередь из периферийной опускной области ячеек-валиков, что подтверждается большей консервативностью температурного профиля подъемного течения (фиг. 5). Визуально это выражается в увеличивающихся с ростом α (фиг. 3, *z - e*) темных полосах на периферии валиков. Можно предположить, что возрастающий по интенсивности движения и толщине пограничный слой на горячей и холодной поверхности полости ответствен за смену знака градиента температуры у холодной пластины (кривая 2, фиг. 5, *d*), а также создает на границе раздела валик — пограничный слой особые условия — «сдвиг».

Качественному исследованию течения Бенара при сдвиге (на внешней поверхности) посвящены работы [¹⁷⁻¹⁹]. Обращает на себя внимание сходство картин течения в экспериментах с чистым сдвигом [^{17, 18}] с картинами течения при наклонной ориентации полости (фиг. 3).

В заключение автор выражает благодарность А. И. Леонтьеву за постановку задачи и обсуждение результатов.

Поступило 27 IV 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford, Clarendon Press, 1961.
2. Silveston P. L. Wärmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten. Forsch. Geb. Ingenieurwesens, Ser. 8, 1958, Bd. 24, Nr. 1, S. 29—32.
3. Леонтьев А. И., Кирдяшкин А. Г. Теплообмен при свободной конвекции в горизонтальных щелях и большом объеме над горизонтальной поверхностью. Инж.-физ. ж., 1965, т. 9, № 1.
4. Somerscales E., Dropkin D. Experimental investigation of the temperature distribution in a horizontal layer of fluid heated from below. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1966, vol. 9, No. 11.
5. Fromm J. E. Numerical solutions of the nonlinear equations for a fluid layer. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 10, pp. 1757—1769.
6. Aziz K., Hellums J. D. Numerical solution of the three-dimensional equations of motion for laminar natural convection. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 2, pp. 314—324.
7. Jakob M. Free heat convection through enclosed plane gas layers. Trans. ASME, 1946, vol. 68, No. 3, pp. 189—194.
8. Batchelor G. K. Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures. Quart. J. Appl. Math., 1954, vol. 12, No. 3, pp. 209—233.
9. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О теплопередаче через вертикальную щель прямоугольного сечения при сильной конвекции. Инж.-физ. ж., 1960, т. 3, № 12, стр. 63—67.
10. Eckert E. R. G., Carlson W. O. Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1961, vol. 2, No. 1/2, pp. 106—120.
11. Mordchelles-Regneer G., Kaplan C. Visualisation des conditions de transition a la turbulence en convection naturelle «Compt. rend. 8. J. hydraul. soc. hydrotechn. France, Lille, 1964, т. 1». Grenoble, 1965, pp. 91—97.
12. Elder J. W. Laminar free convection in a vertical slot. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, pt. 1, pp. 77—99.
13. Elder J. W. Numerical experiments with free convection in vertical slot. J. Fluid Mech., 1966, vol. 24, pt 4, pp. 823—843.
14. Masaru H., Niichi N., Masaaki I., Hidemi M. Heat transfer across an enclosed vertical layer of relatively blow high/ratio. Semi-internat. sympos. Tokyo, 4—8-th Sept. 1967, vol. 1, pt 1, pp. 13—18.
15. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Рудаков Р. Н. К теории Рэлеевской неустойчивости. ПММ, 1967, т. 31, вып. 5, стр. 812—819.
16. Бирих Р. В., Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Рудаков Р. Н. Гидродинамическая и тепловая неустойчивость стационарного конвективного движения. ПММ, 1968, т. 32, вып. 2, стр. 256—263.
17. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Об устойчивости плоскопараллельного конвективного движения относительно пространственных возмущений. ПММ, 1969, т. 33, вып. 5, стр. 855—860.
18. Mal S. Forms of stratified clouds. Beitrage zur Physik der freien Atmosphere, 1931, Bd. 17, H. 1, S. 40—68.
19. Graham A. Shear patterns in an unstable layer of air. Philos. Trans. Roy. Soc. Ser. A, 1933, vol. 232, pp. 285—296.
20. Ostrach B. Convective phenomena in fluids heated from below. Trans. ASME, 1957, vol. 79, No. 2, pp. 299—305.

**ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О СМЕШАННОМ ОСЕСИММЕТРИЧЕСКОМ
ТЕЧЕНИИ ГАЗА В НЕКОТОРЫХ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ОБЛАСТЯХ
МЕТОДОМ УСТАНОВЛЕНИЯ**

И. М. ВАСЕНИН, А. Д. РЫЧКОВ

(Томск)

Применяется метод установления для расчета изэнтропического и неизэнтропического течения газа в криволинейной области с непрерывной верхней границей, а также для расчета изэнтропического течения в области со скачком площади поперечного сечения. В этом методе стационарное течение газа рассматривается как предельное во времени нестационарное течение.

Криволинейная часть области спрямляется введением новых независимых переменных. Выяснено условие, при котором такое преобразование не изменяет формы