

На фиг. 2 показано распределение нагрузки в разные моменты времени вдоль хорды пластинки бесконечного размаха при встрече ее с ударной волной постоянной интенсивности под углом $\gamma=45^\circ$ ($\theta=0$). Пунктиром показано стационарное ($\tau=\infty$) значение нагрузки.

Результат расчета для коэффициента подъемной силы для равностороннего треугольного крыла показан на фиг. 3. Здесь при постоянном угле $\gamma=45^\circ$ менялся угол набегающей волны θ . Расчет проводился при $\theta=0, 60, 120$ и 180° ($\gamma=60^\circ$). Соответствующие кривые обозначены цифрами 1-4. Пунктиром показано стационарное значение характеристики.

На фиг. 4 приведен пример численного расчета коэффициента подъемной силы пластинки, отнесенного к его стационарному значению при постоянном Δ_y , в случае уменьшения скорости потока за фронтом волны по линейному закону (штрихпунктирные линии)

$$\Delta_y(\tau)/\Delta_y^* = 1 - \tau/T$$

В относительных координатах штрихпунктирные линии показывают также квазистационарные значения коэффициента подъемной силы.

Поступила 13 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубинский А. И., Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 2.
2. Красильщикова Е. А. Крыло конечного размаха в присутствии движущейся ударной волны. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, вып. 5.
3. Красильщикова Е. А. Тонкое крыло в присутствии движущейся волны давления конечной протяженности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
4. Edward Ehlers F., Shoemaker E. M. A linearized analysis of the forces exerted on a rigid wing by a shock wave. J. Aerospace Sci., 1959, vol. 26, № 2.
5. Белоцерковский С. М., Попыталов С. А. Расчет воздействия порыва на крыло с дозвуковыми передними и задними кромками. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
6. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., «Наука», 1971.

УДК 533.6.07

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ СТЕНКИ С ОТВЕРСТИЕМ

Г. Н. НИКОЛАЕВ

(Москва)

Взаимодействие ударных волн в каналах с препятствиями сопровождается сложными нестационарными волновыми процессами. Они исследовались в работах [1-3] с помощью ударных труб и аппаратуры для визуализации и скоростной фотографической регистрации структуры сверхзвуковых потоков. Были установлены основные закономерности ранней стадии отражения ударной волны в канале от плоской стенки с отверстием в виде щели [1]. Некоторые особенности, связанные с профилем отверстия в отражающей стенке, можно выяснить, анализируя теневые снимки, приведенные в [3]. Сходная методика эксперимента использована в работе [2], где получены качественные данные о структуре потока перед препятствием. Прохождение ударной волны в канале через круглое отверстие в стенке исследовалось при различной площади отверстия¹.

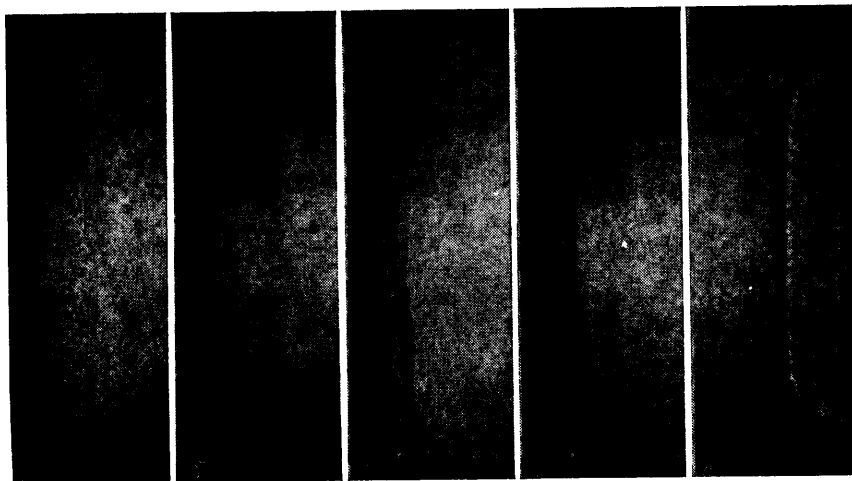
В настоящей работе с помощью теневого метода и скоростной покадровой съемки изучалось формирование отраженной ударной волны в ударной трубе при наличии отверстия в отражающей стенке. Отверстие служило входом в расширяющийся канал — сверхзвуковое сопло. Получены данные о времени формирования отраженной ударной волны. В диапазоне условий эксперимента установлена зависимость размеров зоны тройного скачка на стенке, связанного с влиянием пограничного слоя на отраженную волну, от расстояния вдоль области ударно нагретого газа, отсчитываемого от фронта падающей ударной волны.

Эксперименты проведены на ударной трубе с водородом в качестве толкающего газа. Камера низкого давления состояла из канала диаметром 60 мм, переходной секции и рабочего участка квадратного сечения 60×60 мм² длиной 1.5 м. Общая длина камеры низкого давления составляла 6 м. В нижнем по течению конце квадратного канала имелся участок, боковые стенки которого представляли собой окна из опти-

¹ Махер А. И. Взаимодействие плоских ударных волн с препятствиями в виде каналов-диафрагм. Канд. дисс., М., МГУ, 1965.

ческого стекла. Между стеклами располагалась стенка с отверстием, отражающая ударную волну. Канал заканчивался выходом в барокамеру объемом 100 л. Смотровые окна рабочего участка находились в поле зрения теневого прибора ИАБ-451. Стенка в канале образована двумя симметричными вставками, между которыми оставался двумерный канал.

Регистрация волновых процессов при отражении ударной волны от стенки с отверстием осуществлялась с помощью импульсного источника света с длительностью свечения ~ 1 мсек и скоростной камеры СФР-2М в варианте лупы времени. Установка оборудована электронной системой для измерения скорости ударной волны и для синхронизации запуска источника света с моментом ее прихода в рабочий участок. Результаты экспериментов получались в виде серии снимков с частотой следования



Фиг. 1

и экспозицией, зависящими от режима включения камеры СФР-2М. По известному интервалу времени между последовательными снимками и масштабу снимков строилась x, t -диаграмма перемещения волновых фронтов и других характерных возмущений.

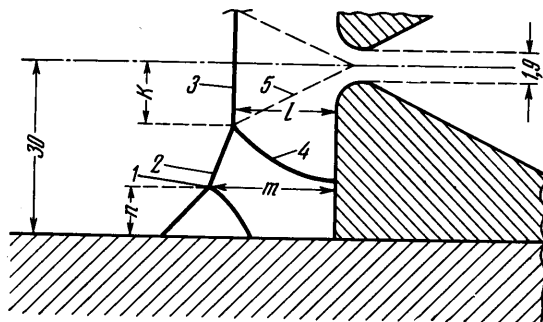
Исследованы два варианта: щель шириной 1.9 мм со скругленными краями (радиус скругления 7 мм) и щель шириной 2 мм с острыми краями. На фиг. 1 представлены несколько кадров из серии, полученной при следующих условиях: исследуемый газ — кислород, начальное давление $p_1 = 2$ мм рт. ст., число Маха ударной волны $M_s = 6.9$, скругленные края щели, экспозиция кадра — 0.7 мсек. Представленные снимки (а, б, в, г, д) получены через 8, 12, 16, 20, 60 мсек после отражения ударной волны соответственно. Оптическая система настраивалась так, чтобы фиксировать возмущения с наиболее сильными градиентами плотности.

Приведенные фотоснимки характеризуют многие существенные стороны процесса.

В начальной стадии отражения (фиг. 1, а) участки отраженной волны, удаленные от отверстия, являются плоскими. Изгиб в сторону отверстия распространился лишь на часть фронта отраженной волны. На фиг. 1, б видно, как слабое искривление волны распространилось дальше, а в центре ее возник плоский фронт, перпендикулярный набегающему навстречу потоку. Фиг. 1, в и г иллюстрируют дальнейшее развитие процесса — слабый наклон верхнего и нижнего участков волны и расширение центрального плоского фронта. На более поздней стадии (фиг. 1, д) ударная волна, отраженная от стенки с отверстием, становится плоской и имеет ту же конфигурацию, что в случае отражения от сплошной стенки. Это было показано контрольными опытами без отверстия в отражающей стенке. В результате взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем газа, приведенного в движение падающей ударной волной, вблизи стенок возникает характерная тройная конфигурация скачков уплотнения, которую также можно видеть на фиг. 1. При обработке снимков измерялись расстояния возмущений от стенок камеры (торцевой и боковых). При известном интервале времени между кадрами это позволяло определять скорости волновых фронтов и точек их пересечения.

Результаты настоящего исследования вместе с некоторыми данными работ [1, 3] позволяют выделить две фазы формирования отраженной ударной волны. В течение

первой фазы волны, возникшие на краях отверстия, движутся навстречу друг другу и сталкиваются в плоскости симметрии потока. При этом вначале имеет место нормальное отражение этих волн. Вниз по течению за препятствием распространяется дифрагированная ударная волна. В «критическом сечении» канала происходит многократное отражение волн друг от друга и от стенок канала. Выше него криволинейные волны, первоначально отразившиеся от краев сужающегося канала, испытывают нерегулярное отражение. С момента возникновения «стебля Маха» вблизи плоскости



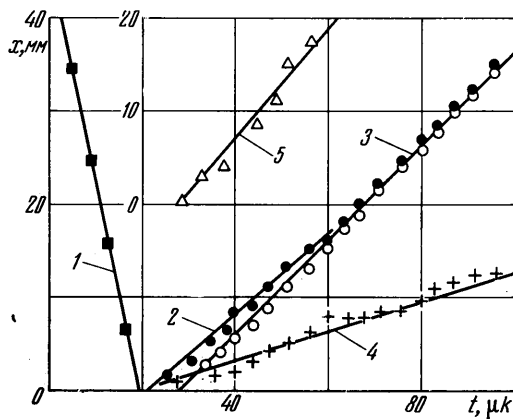
Фиг. 2

симметрии, перпендикулярного направлению потока за падающей ударной волной, начинается вторая фаза — образование расширяющегося плоского фронта отраженной ударной волны.

Проведенные нами измерения расстояний на снимках работ [1, 3] показали, что продвижение первичных криволинейных фронтов навстречу друг другу происходит с постоянной скоростью, близкой к скорости звука за падающей ударной волной.

Стебель Маха возникает несколько выше по течению от минимального сечения отверстия. Длительность первой фазы во всех известных нам случаях составляла от 1,3 до 3 интервалов времени, необходимых для прохождения звуковой волной половины ширины щели. Вторая фаза заканчивается образованием плоского фронта отраженной волны в пределах всего сечения канала ударной трубы. Продолжительность этой фазы определяется скоростью расширения центрального плоского участка и поперечником канала.

На фиг. 2 представлена двумерная схема возмущений, возникающих при отражении ударной волны в квадратном канале от стенки со щелевым отверстием. Здесь k , l , m , n — обозначения основных характерных расстояний. Цифрами обозначены: 1 — тройная точка системы



Фиг. 3

ударных волн, возникающей вблизи стенки вследствие взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем; 2 — ударная волна, отраженная при нормальном падении на плоский участок стенки (вдали от входа в сопло), наклон этого участка в сторону щели вызван тем, что центральная часть падающей волны не отражалась от плоской стенки и область входа в сопло была источником волны разрежения, замедлившей отраженную волну; 3 — формирующийся центральный плоский фронт отраженной ударной волны («стебель Маха»), 4 — ударная волна, испытывающая маховское отражение от плоскости симметрии, 5 — контактная поверхность. На фиг. 3 представлена x, t -диаграмма перемещения основных элементов волновой картины в соответствии со схемой фиг. 2. На графике 1 — движение падающей ударной волны, 2 — расстояние m тройной точки от отражающей стенки, 3 — расстояние l центрального плоского фронта от отражающей стенки, 4 — расстояние n тройной точки от боковой стенки, 5 — половина ширины центрального плоского фронта k .

Основной результат экспериментов — установление автомодельного характера волновых процессов, сопровождающих отражение плоской ударной волны от стенки со щелевым отверстием. Это следует из прямолинейности элементов диаграммы. Особенно важно отметить постоянство скорости центрального плоского участка отраженной волны и линейное во времени расширение этого участка вплоть до пристеночных областей. Согласно экспериментальным данным скорость расширения центрального плоского фронта в сильной степени зависит от профиля отверстия в отражающей стенке. При скругленных краях в экспериментах с N_2 , O_2 и CO_2 в диапазоне $6 < M_S < 12$ и $0.7 \leq p_1 \leq 12$ мм рт. ст. получено $dk/dt = 0.9$ мм/мксек (± 0.2 мм/мксек). Зависимости dk/dt от p_1 и M_S проследить не удалось. В другом варианте эксперимента, как указывалось выше, щель имела острые края (далее, как и в первом случае, канал расширялся, образуя сверхзвуковое сопло). При этих условиях было исследовано отражение ударной волны в воздухе при $p_1 = 8$ мм рт. ст. и $M_S = 8.5$. Измеренная скорость расширения составила 1.8 мм/мксек (± 0.2 мм/мксек), т. е. была в 2 раза выше, чем в первом варианте эксперимента. Из всей совокупности экспериментальных данных следовало, что указанный эффект нельзя приписать различию исследованных газов.

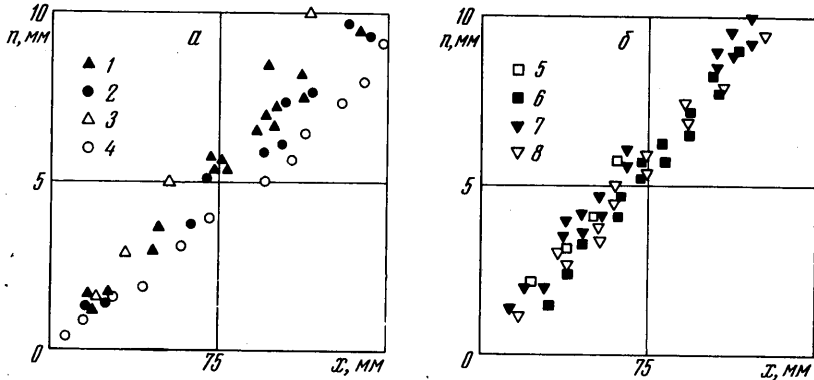
№	Газ	p_1 , мм рт. ст.	M_S	t_1 , мксек	t_2 , мксек	dk/dt , мм/мксек	S^*/S_0 , %
1	N_2	2.9	8.5	7	30	0.80	3.2
2	N_2	2.8	9.5	6	35	0.89	3.2
3	N_2	2.7	9.0	8	28	1.06	3.2
4	N_2	25.0	7.1	20	45	0.90	3.2
5	CO_2	2.1	9.6	8	30	0.69	3.2
6	CO_2	7.8	9.3	16	48	0.60	3.2
7	O_2	1.0	9.5	8	35	0.88	3.2
8	O_2	1.8	9.9	6	30	0.79	3.2
9	O_2	0.7	11.4	5	29	0.69	3.2
10	O_2	0.7	10.8	5	30	0.72	3.2
11	O_2	2.0	6.9	8	40	0.71	3.2
12	Воздух	8.0	8.5	5	20	1.7	3.4
13	Воздух	8.0	8.4	3	20	1.8	3.4
14	Воздух	760	1.52	58	—	0.1	16.2
15	Воздух	760	1.52	57	—	0.09	7.7
16	Воздух	47	3.0	20	—	0.19	5.7
17	Воздух	47	3.0	17	—	0.40	5.7
18	Воздух	10	4.7	13	26	0.38	25

Наименее ясен вопрос о влиянии соотношения размеров отверстия и канала на формирование отраженной ударной волны. Если высота препятствия мала (большая относительная площадь отверстия), взаимодействие с ним падающей ударной волны перестает быть автомодельным раньше, чем встретятся симметричные криволинейные волны от верхнего и нижнего препятствий, образующих щель. Нарушение автомодельности вызывается волнами разрежения в пространстве между препятствием и отраженной от него ударной волной. Волны разрежения ослабляют отраженную волну, устанавливается квазистационарное обтекание препятствия, расположенного на стенке, а к оси потока будет распространяться слабая наклонная волна, вырождающаяся в звуковую. Пересечение звуковых волн от верхнего и нижнего препятствий не будет сопровождаться маховским отражением, поэтому плоский фронт ударной волны в центре потока не возникает, т. е. отраженная ударная волна не сформируется совсем. Без точного расчета взаимодействия косых волн сжатия, развивающихся при обтекании препятствия на стенке, нельзя предсказать, при каком именно размере отверстия сформируется отраженная ударная волна. Можно лишь указать, что для этого необходимо нерегулярное отражение волн, возникших на препятствии, от плоскости симметрии потока. Качественно все это справедливо и для осесимметричных отверстий в отражающей стенке.

В таблице содержатся экспериментальные значения длительности первой фазы формирования отраженной ударной волны (t_1) и полного времени образования плоской волны во всем сечении канала (t_2), скорость расширения плоского фронта (dk/dt , см. фиг. 2), отношение площади отверстия к площади сечения канала ударной трубы (S^*/S_0), а также начальное давление p_1 и число Маха ударной волны M_S . Результаты под № 1—13 получены в настоящей работе, 14 и 15 — в [1], 16 и 17 — в [3], 18 — данные работы, приведенной в сноске на стр. 176. Данные цитируемых ра-

бот получены путем измерения расстояний на снимках, приведенных в этих работах (когда масштабы и привязка во времени были известны из их содержания).

Эксперименты проведены при следующих геометрических характеристиках установок: № 1—11 — щель 1.9 мм со скругленными краями (выход в сопло), высота канала ударной трубы 60 мм; № 12 и 13 — щель 2.0 мм с острыми краями (выход в сопло), высота канала 60 мм; № 14 — щель 16.2 мм между острыми пластинами, перпендикулярными оси канала, высота канала 100 мм; № 15 — зазор 7.7 мм между стенкой канала и острой пластинкой, перпендикулярной его оси, высота канала 100 мм; № 16 — щель 5.7 мм со скругленными краями (выход в сопло), высота канала 100 мм; № 17 — щель 5.7 мм с острыми краями (выход в сопло), высота канала



Фиг. 4

100 мм; № 18 — круглое цилиндрическое отверстие диаметром 15.8 мм в отражающей стенке, канал квадратного сечения 29×29 мм².

При работе с ударными трубами важно знать, как быстро увеличивается пристеночная область тройного скачка с удалением отраженной волны от торца. Данные, полученные в экспериментах со сплошной стенкой и со стенкой с отверстием, показали, что отверстие практически не влияло на формирование тройного скачка. На фиг. 4 приведены результаты экспериментов, указывающие на определенную закономерность роста пристеночной зоны. Эта закономерность обнаруживается, если расстояние тройной точки от стенки (величину n на фиг. 2) рассматривать как функцию координаты x , отсчитываемой от фронта падающей ударной волны (в момент отражения) в сторону контактной поверхности. В каждый момент после отражения эта координата несложным образом связывается с расстоянием отхода отраженной волны от торца (величина m на фиг. 2). Для этого при заданной скорости падающей волны нужно вычислить скорость газа за волной относительно стенки u_2 и скорость отраженной волны V_R . Обозначения на фиг. 4: 1 — воздух, $p_1=8$ мм рт. ст., $M_S=8.0$; 2 — N_2 , $p_1=12$ мм рт. ст., $M_S=6.7$; 3 — N_2 , $p_1=1.3$ мм рт. ст., $M_S=12.4$; 4 — N_2 , $p_1=1$ мм рт. ст., $M_S=6.6$; 5 — CO_2 , $p_1=1.1$ мм рт. ст., $M_S=12.5$; 6 — CO_2 , $p_1=8.5$ мм рт. ст., $M_S=12.9$; 7 — O_2 , $p_1=12.5$ мм рт. ст., $M_S=7.2$; 8 — O_2 , $p_1=1.2$ мм рт. ст., $M_S=10.2$. Из данных фиг. 4 следует: 1) зависимость $n(x)$ во всех случаях практически линейна. 2) наклоны соответствующих прямых близки (не выходят за пределы $\pm 20\%$). Приняв с указанной точностью $dn/dx=a=const$, можно связать простой зависимостью величину n с расстоянием отхода m :

$$\frac{dm}{dt} = V_R, \quad \frac{dn}{dm} = \left(\frac{1}{V_R} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{a(u_2 + V_R)}{V_R}$$

$$n = ma(u_2 + V_R)/V_R$$

Указанная закономерность охватывает довольно широкий интервал начальных давлений и скоростей ударных волн (p_1 от 0.6 до 12 мм рт. ст., M_S от 6.6 до 12.9). Кроме того, отметим, что она относится как к двухатомным, так и к трехатомному газу, причем выполняется при высокой и при низкой степени диссоциации. Это позволяет считать полученный результат достаточно общим.

Поступила 12 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Шардин Г. Пример применения ударной трубы к решению задач нестационарной газовой динамики. Ударные трубы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Ионов В. П., Николаев Г. Н., Гусев М. В., Лунева О. И. Изучение потоков газа в ударной трубе с помощью системы Теплера и скоростной покадровой съемки. Физическая газодинамика и свойства газов при высоких температурах. М., «Наука», 1964.
3. Amann H. O. Experimental study of the starting process in a reflection nozzle. Phys. Fluids, 1969, vol. 12, № 5—1, pp. 150.

УДК 536.25

О КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЯХ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ, ПОДОГРЕВАЕМОЙ СНИЗУ

Т. П. ЛЮБИМОВА

(Пермь)

Как известно, равновесие ньютоновской жидкости, подогреваемой снизу, устойчиво относительно малых возмущений при малых значениях вертикального градиента температуры. При достижении некоторого критического градиента температуры равновесие становится неустойчивым. Малые возмущения приводят к стационарному движению, амплитуда которого вблизи порога пропорциональна квадратному корню из надкритичной («мягкое» возбуждение неустойчивости). Представляет интерес рассмотрение конвекции при подогреве снизу в неньютоновской жидкости. В настоящей работе исследуется возникновение и развитие конвективного движения неньютоновской жидкости со степенным реологическим законом

$$(1) \quad \tau_{ik} = k |1/2 \dot{\epsilon}_{im} \dot{\epsilon}_{ml}|^{(n-1)/2} \dot{\epsilon}_{ik}, \quad \dot{\epsilon}_{ik} = (\partial v_i / \partial x_k + \partial v_k / \partial x_i)$$

где τ_{ik} — тензор напряжений, $\dot{\epsilon}_{ik}$ — тензор скоростей деформации, k — консистентность, n — показатель неньютоновости.

Запишем уравнения конвекции степенной жидкости в приближении Буссинеска в безразмерном виде

$$(2) \quad \partial v / \partial t + (v \nabla) v = -\nabla p + G T \nabla + \text{Div } \tau, \quad \partial T / \partial t + v \nabla T = P^{-1} \Delta T, \quad \text{div } v = 0 \\ G = g \beta \theta l^3 / \nu_s^2, \quad P = \nu_s / \chi, \quad \nu_s = (k/\rho)^{1/(2-n)} / l^{(2n-2)/(2-n)}$$

В качестве единиц измерения выбраны для длины — l , скорости — ν_s/l , температуры — θ , времени — l^2/ν_s , давления — $\rho \nu_s^2/l^2$. Здесь через ν_s обозначена величина, имеющая размерность вязкости; l — характерный размер полости, θ — характерная разность температур. Параметры G и P , входящие в уравнения (2), — аналоги чисел Грасгофа и Прандтля соответственно.

Очевидно, обычные условия равновесия — вертикальность и постоянство градиента температуры — сохраняются для степенной жидкости. Возникает вопрос об устойчивости равновесия при подогреве снизу. Качественные рассуждения приводят к следующим выводам. Если $n > 1$, то при линеаризации уравнений (2) около равновесия приходится зачеркивать член с $\text{Div } \tau$, т. е. малые возмущения ведут себя так, как если бы в жидкости отсутствовали силы внутреннего трения. Следовательно, можно ожидать, что в дилатантной жидкости малые возмущения равновесия всегда нарастают, т. е. равновесие при подогреве снизу неустойчиво при всех G . В случае $n < 1$ ситуация иная. Для псевдопластиков характерно наличие очень большой начальной вязкости. На малые возмущения действуют очень большие силы внутреннего трения, что приводит к затуханию таких возмущений. Следовательно, можно ожидать, что в псевдопластичной жидкости равновесие при подогреве снизу всегда устойчиво относительно малых возмущений.

Поскольку при $n > 1$ равновесие неустойчиво при всех значениях числа Грасгофа, можно думать, что в результате развития возмущений во времени установится стационарное движение, описываемое нелинейными уравнениями. Если $n < 1$, то, по-видимому, при достаточно больших G также возможно стационарное движение, которое, однако, возникает в результате развития во времени конечных возмущений. Для получения стационарных решений уравнений конвекции степенной жидкости в данной работе применяется метод конечных разностей.

Рассмотрим конвективное движение степенной жидкости в горизонтальном цилиндре квадратного сечения. Ось z совпадает с осью цилиндра. Цилиндр предполагается достаточно длинным, так что условия на концах несущественны, и решение не зависит от z . Предполагается также, что составляющая скорости вдоль оси z отсутствует. Аналогичная задача для ньютоновской жидкости была рассмотрена в [1].