

Здесь τ_p — длительность фазы сжатия, τ_u — промежуток времени, в течение которого накапливается 95% полной величины импульса скоростного напора. На фиг. 3, 4 приведены значения I_p и I_u в зависимости от r , нумерация кривых на фигурах та же, что и на фиг. 2. Из графиков следует, что при малых r указанные выше параметры сильно зависят от величины μ . По мере удаления от центра влияния μ уменьшается. С увеличением удельной энергии взрыва (уменьшение μ) граница области, где значения параметров газа за ударной волной мало отличаются от точечного взрыва, перемещается к центру.

На фиг. 2—4 также представлены зависимости величин Δp_f , I_p , I_u от расстояния для двух значений параметра η , соответствующих значительному изменению начального давления воздуха (в 100 раз) при постоянной удельной энергии заряда ($\mu = 0.278$). Приведенные результаты подтверждают сделанный ранее вывод о слабом влиянии давления окружающего воздуха на распределение по расстоянию от центра взрыва безразмерных параметров газа за фронтом основной ударной волны.

Для рассматриваемых выше вариантов взрывов было проведено сравнение рассчитанных значений I_p , I_u , τ_p с соответствующими величинами точечного взрыва с противодействием [5] при одинаковом относительном давлении Δp_f . Это позволило определить границы областей в плоскости параметров (P_1 , Δp_f), где отклонение величин I_p , I_u , τ_p от соответствующих значений для точечного взрыва достаточно мало. Например, области, где отклонение не превышает 20%, определяются условиями: при $E_2 = E_0$ (тротил) $\Delta p_f \leq 10$; $\Delta p_f \leq 100$ при $E_2 = 10E_0$ и $\Delta p_f \leq 1$ при $E_2 = 0.1E_0$.

Поступило 29 XII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 2.
2. Neumann J., Richtmyer R. D. A method for the numerical calculations of hydrodynamical shocks. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, No. 3. (Рус. перев. Нейман Дж., Рихтмайер Р. Метод численного расчета гидродинамических скачков, «Механика». Сб. перев. и обз. иностр. период. лит., 1951, № 1).
3. Jones H., Miller A. R. The detonation of solid adiabatic explosives: the equilibrium conditions in the detonation wave-front and the adiabatic expansion of the products of detonation. Proc. Roy. Soc., A, 1948, vol. 194, No. 1039.
4. Taylor G. The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives. Proc. Roy. Soc. A, 1950, vol. 200, No. 1061.
5. Охочимский Д. Е., Кондрашева И. Л., Власова З. П., Казакова Р. К. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. Тр. Матем. ин-та им. В. А. Стеклова, 1957, № 50.
6. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. Матем. сб., 1959, т. 47, вып. 3.
7. Lax P. D. Weck solutions of nonlinear hyperbolic equations and their numerical computation. Commun. Pure and Appl. Math., 1954, vol. 7, No. 1.
8. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
9. Boyer D. W. An experimental study of the explosion generated by a pressurized sphere. J. Fluid Mech., 1960, vol. 9, pt. 3.

ДИФРАКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ КАНАЛ-ДИАФРАГМУ

А. В. БОНДАРЕНКО, МАХЕР АЗИС ИБРАГИМ

(Москва)

В ударной трубе при помощи шпирен-теновой методики зафиксирована картина течения и измерена скорость различных волновых возмущений, возникающих при прохождении ударных волн через короткий канал в препятствии, расположенном перпендикулярно движению первичной волны. В области неустановившегося течения непосредственно за препятствием наблюдается сложная дифракционная картина, состоящая из прошедшей и вторичной ударных волн, вторичного контактного разрыва и других взаимодействующих возмущений. Измерения показали, что скорость движения основных возмущений изменяется во времени периодически, испытывая затухающие колебания на протяжении 16—17 см от препятствия. В дальнейшем происходит формирование нового плоского фронта волны с установившейся скоростью распространения.

Одним из отличий дифрагирующей волны является искривление ее фронта и, следовательно, изменение направления движения отдельных элементов этого фронта относительно невозмущенной среды. Взаимодействие периферических элементов

прошедшего ударного фронта со стенками основного канала влечет за собой, в зависимости от угла встречи, ту или иную разновидность отражения (регулярную или маховскую) и появление других, косых скачков уплотнения.

С другой стороны, выходные края отверстия также служат источником различных возмущений потока, взаимодействующих со стенками трубы и с передним ударным фронтом. Например, неизбежное возникновение волны разрежения на выходе потока из отверстия, по-видимому, является причиной, во-первых, ускорения потока и вторичной контактной поверхности, а во-вторых, резкого замедления фронта прошедшей ударной волны на начальном участке ее движения. Последующие колебания ее скорости могут возникать как результат взаимодействия с теми или иными вторичными возмущениями. Как показали моментальные снимки, форма ударного фронта изменяется на пути в несколько сантиметров от выпуклой к вогнутой и обратно. Сопоставление изменений кривизны фронта прошедшей волны с фазой колебаний ее скорости показало, что между ними имеется соответствие. Первый минимум кривых фиг. 3 отвечает выпуклой форме фронта, а следующий за ним максимум — вогнутой форме. Подобная периодичность может быть следствием пересечения с фронтом волны отражающихся от стенок трубы косых скачков уплотнения (поперечных волн). Возникающие при этом тройные точки движутся вдоль фронта волны туда и обратно, как это предполагается в [7], и изменяют его кривизну. Но возможно также, что причиной колебаний является поперечное воздействие на ударный фронт простых волн разрежения и сжатия в потоке, испытывающих взаимные превращения при отражении от граничных поверхностей, подобно тому как это наблюдается в стационарных сопловых струях, в результате чего сечение последних изменяется периодически.

Работа заключается в экспериментальном исследовании картины неустановившегося течения, возникающего при прохождении ударных волн через короткий канал с разрывным изменением сечения на входе и выходе (диафрагму). В предыдущем сообщении [1] описаны результаты взаимодействия ударных волн с подобными препятствиями, относящиеся к значительным расстояниям от них, т. е. к области практически установившегося течения. Распад ударного разрыва при прохождении через канал переменного сечения, в частности через разрывное его изменение, происходит вследствие дифракции ударных волн в таких каналах. Взаимодействие плоской ударной волны с телами простой формы (внешняя задача), рассматриваемое как дифракционная проблема, экспериментально исследовалось при помощи теневого метода в [2-4].

Дифракция ударных волн в условиях внутренней задачи наблюдается, например, в гиперзвуковых ударных трубах при движении волны через сопло [5]. Моментальные теневые снимки дифракционной картины при прохождении слабых ударных волн через плоскую щель из двух пластин с острым ребром приведены в [6]. Аналогичные снимки в [7] показывают некоторые качественные особенности дифракции ударных волн с $M = 2$, при прохождении их через короткий плоский канал-диафрагму с отношением его ширины к поперечным размерам трубы $\sim 1/2$.

Расчетно-теоретические исследования неустановившихся течений с ударными волнами в каналах переменного сечения отличаются неполнотой и основаны на различных приближениях [8-10].

Упрощенная схематическая картина распада ударного разрыва при взаимодействии его с разрывным изменением сечения канала предложена в [11, 12]. Показано, что при этом образуется сложная система волновых возмущений, состоящая из скачков уплотнения, контактных разрывов и волн разрежения. В случае канала с расширением, прошедшая первичная ударная волна обычно ослабляется. При сильной первичной ударной волне, вместо волны разрежения в разрыве сечения образуется скачок уплотнения, который может превратиться во вторичную ударную волну (волну второго семейства), движущуюся навстречу потоку, но сносимую им вниз. В общем случае в результате процесса дифракции, между прошедшей и вторичной ударными волнами образуется вторичная (энтропийная) контактная поверхность или даже область с переменной энтропией. Характеристики установившегося течения (на значительном расстоянии от разрыва сечения) могут быть приближенно рассчитаны для известных начальных условий подобно тому, как это делается в случае гиперзвуковых ударных труб [3].

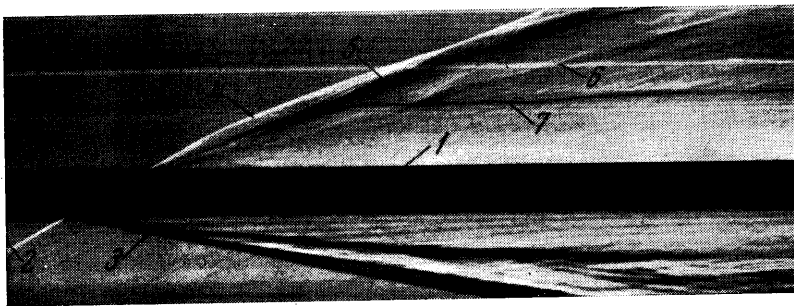
В реальных условиях картина неустановившегося течения вблизи разрыва сечения канала чрезвычайно осложняется отклонениями от одномерности, взаимодействием возмущений и т. п. Количественные экспериментальные характеристики такого дифракционного процесса почти отсутствуют.

В данной работе при помощи шпирен-теневого методики фиксировалась картина течения и измерялась скорость различных волновых возмущений, в непосредственной близости от препятствия-диафрагмы и в области перехода к установившемуся состоянию.

Методика исследований. В экспериментах использовалась металлическая секционная ударная труба квадратного внутреннего сечения 28×28 мм². В камере

низкого давления общей длиной около 225 см, включая концевой буферный бак емкостью 25 л, имелась оптическая секция из двух плоскопараллельных стекол, размером 28×190 мм². Расстояние от диафрагмы до середины оптической секции составляло 165 см.

Препятствия-диафрагмы представляли собой квадратные металлические пластинки толщиной 10 мм, с одним круглым отверстием в центре. Применялись отверстия двух диаметров — 15,8 и 9,5 мм; прозрачность препятствий F (отношение площади отверстия к общей площади препятствия) равнялась соответственно 0,25 и 0,09. Препятствия размещались поочередно в четырех точках трубы перпендикулярно



Фиг. 1

движению ударной волны. Основным (нулевым) было положение в середине оптической секции. Затем препятствия смещались на расстояния 13, 28 и 88 см от этого положения по направлению к диафрагме и там закреплялись между секциями. Это позволяло наблюдать оптическую картину течения на различных расстояниях l от препятствия. То, что при этом препятствия располагались ближе к диафрагме, не имело большого значения, так как течение на расстоянии около 25 диаметров трубы от диафрагмы обычно уже устанавливается.

Визуализация течения в пределах оптической секции производилась шпиреневым прибором ИАБ-451 с импульсным источником света. Включение лампы синхронизировалось с прохождением ударной волны специальной схемой, запускавшей сигналом от пьезодатчика в одной из секций трубы. Картина течения регистрировалась фотосъемочной камерой СФР, которая работала как в варианте непрерывной (щелевой) развертки процесса, так и в варианте лупы времени с кадровой съемкой. Это позволило получить более полную информацию не только о скорости движения различных волновых возмущений, но и о трансформации во времени ударного разрыва после прохождения через отверстие-диафрагму, о конфигурации взаимодействующих возмущений и т. п. При непрерывной развертке условная скорость движения пленки была 357,5 м/сек. Частота кадровый съемки составляла 240 000 снимков в 1 сек, т. е. промежуток времени между последовательными кадрами был ~ 4 мксек. Кадровые снимки течения производились в непосредственной близости от препятствия и на расстоянии до 9 см после него.

В качестве толкающего газа применялась смесь 90% гелия и 10% воздуха. Диафрагма из рентгеновской пленки разрывалась одним и тем же давлением в 10,5 атм. Камера низкого давления заполнялась воздухом при давлениях 10, 20, 30 и 40 мм рт. ст. Расчетная скорость ударной волны в этих условиях заключалась в интервале от 5,1 до 4 М.

Ошибка в измерении скорости возмущений по снимкам непрерывной развертки составляла 5—8%.

Описание и интерпретация снимков картины течения. Как непрерывная развертка, так и кадровая съемка показали сложную картину взаимодействия потока с препятствием, которая видоизменялась по мере удаления от препятствия. Общая структура течения мало зависела от прозрачности препятствия и интенсивности падающей ударной волны. Типичный снимок непрерывной развертки для препятствия с $F = 0,09$ и для давления в камере 30 мм рт. ст. приведен на фиг. 1. Черная полоса 1, параллельная оси времени, изображает след препятствия, видимого сбоку. Линии 2 и 3 — соответственно падающая на препятствие и отраженная от него ударные волны.

Анализируя общую картину течения после препятствия по наиболее выделяющимся линиям, можно найти качественное сходство с рассмотренной схемой сверхзвукового течения в каналах переменного сечения, например при переходе из узкой трубы в широкую [12]. Исходя из этого, основные линии на фиг. 1 и на других

снимках течения вдали от препятствия были отождествлены следующим образом: линия 4 — прошедшая ударная волна, 5 — вторичная контактная поверхность, 6 — предположительно, вторичная ударная волна, движущаяся против потока. На фиг. 1 имеется еще четкая линия 7, почти параллельная оси времени и, следовательно, отвечающая неподвижному возмущению.

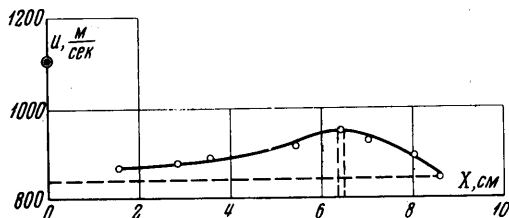
При удалении от препятствия картина течения упрощалась и стабилизировалась. В конечном счете на снимках для расстояний 28 и 88 см оставались только прошедшая ударная волна и вторичная контактная поверхность с тонкой структурой потока между ними. Расстояние между этими двумя возмущениями со временем возрастало. Как показали моментальные кадровые снимки, форма прошедшей через препятствие ударной волны и вторичной контактной поверхности уже не была плоской и кривизна ее изменялась во времени. Снимки зафиксировали еще ряд скачков уплотнения различной формы и среди них сложную мостообразную конфигурацию, образовавшуюся, по-видимому, в результате взаимодействия возмущений, отраженных от стенок трубы. Эта конфигурация находилась на определенном расстоянии от препятствия и, очевидно, соответствовала линии 7 на снимках развертки.

Отождествление линии 5 с вторичной контактной поверхностью было подтверждено измерениями скорости потока до и после нее по углу наклона слабых линий на снимках развертки. Такой метод определения скорости потока был предложен и обоснован в [13]. Измерения были проведены для $l = 28$ см, так как на меньших расстояниях вторичная контактная поверхность располагалась весьма близко к прошедшей волне, что не позволяло провести измерения в промежутке между ними. На фиг. 2 изображено распределение скорости потока U вдоль расстояния x от фронта прошедшей волны для препятствия с $F = 0.25$. Измеренная скорость ударной волны на этом участке была ~ 1110 м/сек (точка на оси ординат), а рассчитанная по этой величине скорость стационарного потока — 840 м/сек (горизонтальная пунктирная линия). Двойная вертикальная линия обозначает положение возмущения, соответствующего предположительной контактной поверхности. Измеренная скорость потока оказалась несколько больше расчетной и закон ее изменения с расстоянием был аналогичным наблюдавшемуся в подобных случаях на опыте [13], что позволяет утверждать о принадлежности линии 5 контактной поверхности.

Измерения скорости прошедшей ударной волны. Так как скорость прошедшей ударной волны, по-видимому, изменялась в процессе ее движения, измерения по снимкам непрерывной развертки производились через каждый миллиметр на пленке (т. е. через 6.32 мм действительного расстояния от препятствия в интервале от 0 до 17 см), а на более удаленных участках через 3 мм на пленке (19 мм в действительности). Вид распределения скорости прошедшей волны был почти одинаковым для препятствий с различной прозрачностью и для различных начальных давлений p_1 . Результаты измерений для $p_1 = 10$ мм рт. ст. изображены на фиг. 3 (кривая 1 для $F = 0.25$; 2 — для $F = 0.09$) в виде зависимости числа M от расстояния l . Здесь экспериментальное число M падающей на препятствие ударной волны равно 4.9 (точка на оси ординат), будучи меньше расчетного на $\sim 6\%$. Каждая кривая отвечает нескольким сериям измерений по различным снимкам развертки. Отдельные значения скорости прошедшей ударной волны в непосредственной близости от препятствия, превышают значения скорости падающей волны, что, возможно, объясняется эффектом ускорения ударных волн при переходе из широкого канала в узкий (отверстие в препятствии).

Самым существенным результатом этих измерений является то, что скорость прошедших ударных волн изменяется не монотонно, а периодически, проходя через ряд четко выраженных максимумов и минимумов. Сразу за препятствием скорость ударных волн резко уменьшается, затем на расстоянии 16–17 см испытывает затухающие колебания, после чего монотонно возрастает. Удвоенная амплитуда первого колебания составляет, в зависимости от условий, 40–75% интенсивности падающей ударной волны. На расстоянии 88 см течение было уже практически установившимся. Затухание колебаний происходило быстрее для препятствия с большей прозрачностью. Ослабление установившейся прошедшей волны сравнительно с падающей составляло для $F = 0.25 \sim 10\%$ и для $F = 0.09 \sim 27\%$. Близкие к этим цифры: $\sim 7\%$ и 23% соответственно были получены ранее [1] на ударной трубе других размеров, для более интенсивных ударных волн и более низких давлений p_1 .

Представлялось интересным определить величину периода колебаний скорости

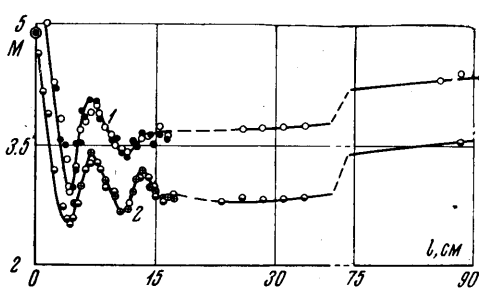


Фиг. 2

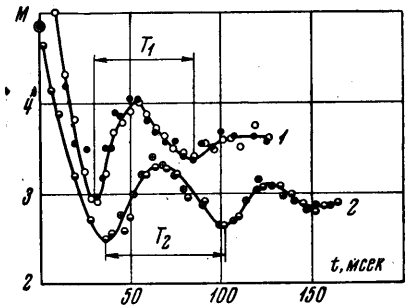
прошедшей ударной волны. Для этого измерительные данные фоторазвертки для определения скорости в данной точке были пересчитаны в виде зависимости скорости от времени, с началом отсчета от момента прохождения препятствия. Эта зависимость изображена на фиг. 4 для $F = 0.25$ (кривая 1) и $F = 0.09$ (кривая 2).

Точка на оси ординат показывает число Маха падающей ударной волны. Видно, что колебания затухают приблизительно через 150 мксек . Начальный их период для препятствия с $F = 0.25$ $T_1 \approx 54 \text{ мксек}$, а для $F = 0.09$ $T_2 \approx 66 \text{ мксек}$. Частота колебаний получается равной $18\,500$ и $15\,150 \text{ гц}$ соответственно.

Обработка полученных данных для всех условий опыта в области периодического изменения скорости прошедших ударных волн показала, что положение мак-



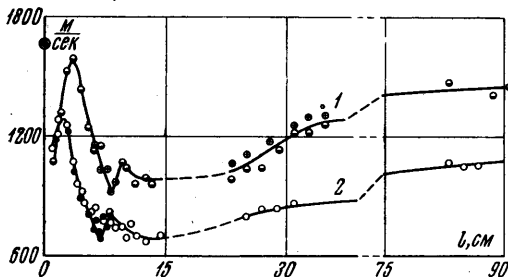
Фиг. 3



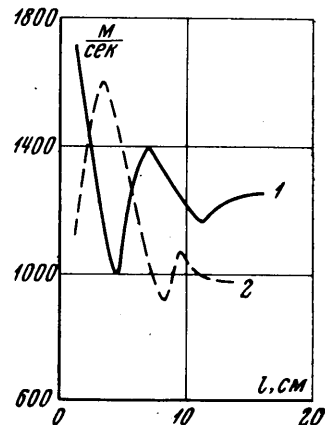
Фиг. 4

симумов и минимумов относительно препятствия практически не зависит от диаметра отверстия и интенсивности падающей волны. Расстояние между максимумами и минимумами оставались неизменными. По времени максимумы и минимумы смещаются с уменьшением отверстия в сторону больших времен, что связано с уменьшением средней скорости волны и, следовательно, с увеличением периода колебаний. Первая амплитуда колебаний (двойная) возрастает с уменьшением отверстий, а последующие, наоборот, уменьшаются. С возрастанием интенсивности падающих ударных волн амплитуда колебаний прошедших волн как в абсолютном, так и в относительном выражении увеличивается.

Измерения скорости вторичной контактной поверхности. Скорость вторичной контактной поверхности была измерена для l от 0 до 90 см. Точность этих измерений была несколько меньшей из-за нечеткости соответствующих линий на снимках развертки. На фиг. 5 отложены значения скорости в м/сек в зависимости от l для $r_1 = 10 \text{ мм}$ рт. ст. (кривая 1 для $F = 0.25$, кривая 2 для $F = 0.09$). Точкой на оси ординат показана величина скорости падающей ударной волны. Общий вид распределения скорости вторичной контактной поверхности вдоль трубы аналогичен наблюдавшемуся для



Фиг. 5



Фиг. 6

прошедшей ударной волны. Здесь тоже вначале имеются затухающие периодические колебания, хотя и не столь регулярные и менее четко выраженные. Затем произошло монотонное возрастание скорости.

Для сравнения относительного хода скорости прошедшей ударной волны и вторичной контактной поверхности сразу за препятствием кривые 1 фиг. 3 и фиг. 5 нанесены без точек на один и тот же чертеж (фиг. 6). Видно, что в одних и тех же сечениях трубы колебания этих скоростей находятся почти в противофазе.

Авторы благодарят А. С. Предводителева за предложенную тему, интерес к работе и ценные указания.

Поступило 5 VII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондаренко А. В., Ибрагим М. А. Измерения скорости ударных волн, установившейся после взаимодействия с препятствиями в виде каналов-диафрагм. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
2. Kawamura R., Kawada H. A Study on the attenuation of shock waves due to obstacles in the passage. J. Phys. Soc. Japan, 1957, vol. 12, No. 11. (Рус. перев. в сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962).
3. Bryson A. E., Gross R. W. F. Diffraction of strong shocks by cones, cylinders, and spheres. J. Fluid. Mech., 1961, vol. 10, No. 1.
4. Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семенов А. Н. Формирование течения около модели в ударной трубе. Сб. «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», М., «Наука», 1967.
5. Henshall B. D., Gadd G. F. Factors affecting the performance of the nozzle of a hypersonic shock tube. ARC Current Papers, 1956, No. 293. (Рус. перев. в сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962).
6. Schardin H. Ein Beispiel zur Verwendung des Stosswellenrohres für Probleme der Instationären Gasdynamik. Z. angew. Math. and Phys., 1958, Bd. 9b, No. 5/6. (Рус. перев. в сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962).
7. Duff R. E. Slip line instability — Proc. 13-th sympos. appl. mathem. of the Amer. Mathem. Soc., 1962.
8. Chester W. The propagation on shock waves through channels of varying width. Quart. J. Mech. and Appl. Math., 1953, vol. 6, No. 4. (Рус. перев.: «Механика», Сб. перев. и обз. иностр. период. лит., М., Изд-во иностр. лит., 1954, № 6).
9. Rudinger G. Passage of shock waves through ducts of variable cross section. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No. 3.
10. Дулов В. Г. Распространение ударной волны в канале с переменной площадью сечения. Изв. вузов, Авиационная техника, 1962, № 3.
11. Kahane A., Warren W. R., Griffith W. C., Marino A. A. A theoretical and experimental study of finite amplitude wave interactions with channels of varying area. J. Aeronaut. Sci., 1954, vol. 21, No. 3. (Рус. перев.: «Механика», Сб. перев. и обз. иностр. период. лит., М., Изд-во иностр. лит., 1955, № 4).
12. Rudinger G. Wave diagrams for non-steady flow in ducts. Princeton, 1955.
13. Баженова Т. В. Изменение скорости потока газа за скачком в ударной трубе. Сб. «Физическая газодинамика и теплообмен», М., Изд-во АН СССР, 1961.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕШЕНИЙ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ТЕОРИИ ФИЛЬТРАЦИИ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ВИДЕ СУММЫ ЧАСТНЫХ АВТОМОДЕЛЬНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Т. Ф. ИВАНОВ (Харьков)

Получены в конечном виде и исследованы частные автомодельные решения уравнения одномерной нестационарной фильтрации жидкости при упругом режиме (уравнения теплопроводности).

Показано, что решения ряда задач теплопроводности и нестационарной фильтрации можно представить с любой точностью в виде суммы частных автомодельных решений.

В п. 2 обоснован метод асимптотического разложения решений некоторых задач нестационарной фильтрации при $t \rightarrow \infty$. Показано, что метод асимптотического разложения можно эффективно применять для оценки параметров пористого пласта по кривым изменения забойного давления при изменении режима работы эксплуатационных или нагнетательных скважин.

1. Известно [1], что ряд задач одномерной неустановившейся изотермической фильтрации жидкости при упругом режиме, как и задач теплопроводности, описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\lambda^2}{x^\alpha} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^\alpha \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (1.1)$$