Введение При течении вязких жидкостей возможны режимы, при которых тепло не успевает отводиться через стенку канала*. При этом в потоке возникает высокая плотность энергии, приводящая к резкому нарастанию температуры жидкости, т.е. к явлению называемому тепловым взрывом. Данное явление может происходить как в случае течения химически активной жидкости, так и при течении химически инертных жидкостей. Картина теплового взрыва при этом остается неизменной. Очевидно, и это подтверждено численными исследованиями [1,2], тепловой взрыв возникает на длинах каналов, превышающих гидродинамический и тепловой начальный участки. Так как при их прохождении вся тепловая энергия тратится на формирование скоростного и температурного полей. И лишь после прохождения потоком вязкой жидкости начального участка становится возможной ситуация возникновения теплового взрыва. В еще в 1965 году в работе [3] были получены базовые уравнения, позволяющие говорить о возникновении явления теплового взрыва при течении вязких жидкостей. Обзор работ, посвященных явлению теплового взрыва представлен в [4,5]. Особого внимания заслуживает работа [6,7,8] в которой предлагается методика исследования уравнения теплопроводности с использованием аппарата разложения искомых функций в ряды. Однако, анализ известных работ показал, что на сегодняшний день в полной мере не решена задача исследования течения обобщенно-вязкой жидкости по трубам и каналам. Теоретическое исследование В представленной работе рассмотрено ламинарное течение обобщенно-вязкой жидкости в бесконечной круглой трубе при следующих допущениях: 1. Теплофизические характеристики вязкой жидкости постоянны. 2. Массовые силы пренебрежимо малы. 3. Течение жидкости предполагается ламинарное и оссимметричное. 4. Перенос тепла вдоль направления движения значительно меньше вынужденного. При исследовании течения вязкой жидкости в круглой трубе целесообразно все уравнения и формулы и расчеты проводить в цилиндрических координатах Для исследования течения обобщенно-вязкой жидкости мы использовали систему уравнений движения и сохранения энергии записанную в цилиндрических координатах: , (1) , (2) Для исследуемой задачи на границе взяты условия прилипания. В качестве тепловых граничных условий были рассмотрены тепловые граничные условиях первого и третьего рода. Тепловые граничные условия первого рода: , (3) Тепловые граничные условия третьего рода: , (4) здесь ,-текущие координаты; -радиус трубы; -скорость; -температура жидкости; -напряжение сдвига; -коэффициенты теплопроводности и динамической вязкости; -второй инвариант тензора скоростей деформации; -тепловой эффект; -константа скорости; -энергия активации химической реакции; - газовая постоянная. Следует отметить, что в силу того, что нами рассматривается течение со сформировавшимся профилем вектора скорости в бесконечной круглой трубе, т.е. в условиях абсолютной симметрии то в центре трубы имеется экстремум по температуре: , (5) В качестве реологической модели воспользуемся уравнением Кутателадзе-Хабахпашевой для структурно вязкой жидкости. , (6) где , . Таким образом Температурные зависимости параметров реологической модели представим в аррениусовком виде: здесь - мера структурной стабильности жидкости, а - энергия активации вязкого течения. Таким образом: В силу того, что коэффициент динамической вязкости обратно пропорционален текучести, то мы имеем: (7) Отметим, что реологическая модель Кутателадзе-Хабахпашевой для структурно-вязкой жидкости предполагает возможность рассмотрения различных типов жидкости: ньютоновской жидкости , псевдопластичной жидкости , делатантной жидкости . Уравнение движения (1) в нашем случае, представляет из себя, обыкновенное, линейное дифференциальное уравнение первого порядка и его решение представимо в виде: Учитывая допущение о том, что профиль вектора скорости мгновенно подстраивается под изменение температуры и условие симметрии движущегося по трубе потока (5), получаем . Таким образом: . Так как напряжение сдвига выражается формулой , то имеем: (8) Учитывая тот факт, что второй инвариант тензора скоростей деформации в цилиндрических координатах выражается соотношением мы можем записать: (9) Таким образом, из рассмотрения системы уравнений движения и сохранения энергии (1)-(2) мы получаем следующее соотношение: (10) Его в дальнейшем мы и будем исследовать. Для решения данного уравнения необходимо представить его в безразмерном виде, для этого введем некоторые новые обозначения: - безразмерная функция координаты; - безразмерная функция температуры. С учетом этих переобозначений отметим: (11) (12) Так как: (13) Так как: С учетом проделанных преобразований исследуемое выражение принимает вид: (14) Разделив соотношение (14) на имеем: (15) Для сокращения записи введем некоторые новые обозначения: ; ; ; ; ; ; После введения этих обозначений соотношение (15) принимает вид: (16) В данной работе мы ограничимся рассмотрением структурно-вязкой жидкости без предела текучести, т.е. с вырожденной областью ядра . С учетом этого ограничения соотношение (16) примет вид: (17) Обозначив и , получим выражение удобное для исследований. (18) Отметим, что если всегда больше нуля то в случае рассматривается делатантная жидкость, рассматривается ньютоновская жидкость и в случае рассматривается псевдопластичная жидкость. Решать неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами (18) будем, используя разложение функции , а также функций и в ряды Тейлора в окрестности точки ноль. Отметим: Обозначив: ; ; ; ; … и учитывая тот факт, что в силу абсолютной симметрии круглой трубы функция является четной мы получим: Таким образом, мы получили разложение функций , и в ряды Тейлора в окрестности точки ноль. Подставив полученные разложения в выражение (18) и аппроксимируя функцию полиномом второй степени Тогда: (19) Рассмотрим коэффициенты при , , : (20) : (21) : (22) Из соотношений (20)-(22)

получим: Подставив коэффициенты , и в разложение функции в ряд Тейлора получим: (23) В случае если на границе заданны тепловые граничные условия первого рода (3), то после перехода к безразмерным функциям координаты и температуры граничные условия примут вид: (24) В этом случае, подставляя граничные условия (24) в соотношение (23) и переобозначая за , получаем характеристическое уравнение: (25) В случае когда тепловой эффект химической реакции незначителен , при тепловых граничных условиях первого рода, уравнение энергии примет вид: (26) В случае же рассмотрения процессов с преобладающим химическим тепловыделением , при тепловых граничных условиях первого рода, уравнение энергии примет вид: (27) В случае если на границе заданы тепловые граничные условия третьего рода (4), то после перехода к безразмерным функциям координаты и температуры граничные условия примут вид: (28) где В этом случае, дифференцируя по (23) мы получаем: (29) Используя (23), (28) и (29) после переобозначения за ,мы получаем следующее характеристическое уравнение: (30) В случае когда тепловой эффект химической реакции незначителен , при тепловых граничных условиях третьего рода, уравнение энергии примет вид: (31) В случае же рассмотрения процессов с преобладающим химическим тепловыделением , при тепловых граничных условиях третьего рода, уравнение энергии примет вид: (32) Выводы Таким образом, вместо системы дифференциальных уравнений (1)-(2) получены характеристические уравнения для ламинарного течения реологически сложной жидкостей в круглой трубе, при тепловых граничных условий первого и третьего. Отдельно рассмотрены случаи течения с преобладающим химическим тепловыделением (27), (32) и случай когда тепловой эффект химической реакции незначителен (26), (31).