

УДК 533:621.64

Р. Д. ЕНИКЕЕВ, А. А. ЧЕРНОУСОВ

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В РАЗВЕТВЛЕННОМ ТРУБОПРОВОДЕ

Выполнена экспериментальная проверка достоверности модели нестационарного течения в узле разветвления трубопровода, основанной на допущении о равенстве давлений на стыке каналов. Использована одноцикловая экспериментальная установка с различными вариантами исполнения разветвленного трубопровода. Движение волн конечной амплитуды рассчитывалось численно на ЭВМ по моделям нестационарного течения газа в одномерном приближении. Во всех случаях непосредственное сравнение расчетных и экспериментальных кривых давления на датчике выявило заметную погрешность, вызванную применением рассматриваемой модели течения через узел стыка трех каналов. Динамика трубопроводных систем; прикладная газовая динамика; волны конечной амплитуды; численное моделирование

### ВВЕДЕНИЕ

При описании течений газов или жидкостей по трубопроводам в одномерном («гидравлическом») приближении условия сопряжения на стыках элементов трубопровода (рассчитываемых как гладкие участки каналов или емкости) задаются характеристиками связующих элементов, рассматриваемых как местные сопротивления (МС). Эти характеристики получают расчетным или опытным путем для стационарных условий течения.

В случае нестационарного течения через МС в трубопроводе корректной является модель обобщенного вида, которая учитывает, помимо статических характеристик связующих элементов, также и соотношения на элементарных волнах. Поэтому в численном расчете взаимодействия нестационарного потока с МС на расчетном шаге по времени решается задача о распаде произвольного разрыва (РПР) или локальная характеристическая задача.

Наиболее просто описывается течение на МС, сопрягающем два канала или канал с емкостью; обычно используется допущение об адиабатности стационарного течения собственно через МС, что дает условия непрерывности потоков массы  $G = \text{const}$  и энергии  $i^* = \text{const}$ . После чего для замыкания задачи о течении через МС достаточно привлечь зависимость для потерь полного давления  $\Delta p^*$  на нем, задаваемую критериальным уравнением вида  $\zeta_1 = \Delta p^*/(\rho_1 u_1^2) = \zeta_1(M_1, Re_1, \dots)$  и т. п.

Обобщения таких «однопоточных» моделей МС на случай учета подводимой к потоку или отводимой от него энергии, например, в форме работы, требуют усложнения стационарных характеристик связующего элемента, в данном случае — привлечения универсальных характеристик компрессионной или расширительной машины.

Более общего вида характеристика МС требуется также, когда при течении через связующий элемент имеет место слияние или разделение потока. Так, в месте сопряжения трех гладких участков трубопровода, именуемом тройником, модель МС должна обеспечивать (а) выбор единственного из нескольких возможных шаблонов течения при РПР, а также адекватно определять (б) соотношение расходов газа в каналах, составляющих тройник и (в) диссипацию работоспособности в потоке (потери полного давления).

Применительно к тройникам затруднительно как получение статической характеристики МС разветвления на всех возможных режимах течения, так и надежное включение ее в процедуру решения задачи о РПР. Использование обычного вида зависимостей для коэффициентов потерь полного давления  $\zeta$  при описании течения газа через тройник (напр., [1]), кроме того, в принципе неадекватно характеризует место слияния или разделения потоков и не может быть рекомендовано в качестве универсального подхода.



Другой подход, примененный в [3] — расчет газодинамических потоков на тройнике по «таблицам отклика», содержащим параметры потока, определенные в заранее выполненных сериях расчетов пространственного течения при распадах разрывов. Недостаток этого подхода — необходимость выполнения подготовительных массовых расчетов, что для тройников с существенно пространственной геометрией требует больших затрат машинного времени при вычислениях в CFD-пакетах.

Вероятно, наиболее простая модель разветвления строится на допущении о равенстве статических давлений в крайних сечениях трех сходящихся каналов в течении после РПР. Такое допущение, являясь достаточно сильным, вообще избавляет от необходимости как-либо учитывать геометрию конкретного тройника, что упрощает проведение неответственных расчетов. В ряде случаев, однако, погрешность моделирования может оказаться неприемлемо большой.

Таким образом, возникает вопрос о величинах погрешностей, наблюдаемых при моделировании нестационарных течений указанной моделью.

#### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Модели взаимодействия нестационарного потока с тройником, использующие допущение о равенстве давлений в примыкающих сечениях каналов, применяются давно. Приводим здесь полностью использованный нами в расчетах вариант модели в обозначениях, принятых в учебном пособии [1], где данная модель как наиболее простая не приводится.

Ограничимся рассмотрением течений идеальных совершенных газов и их смесей. Исходными данными задачи о РПР на тройнике являются параметры газа (газовой смеси), передаваемые в расчетную процедуру с концов соответствующих каналов: например, давление  $p$  и температура  $T$ , число  $M$  (положительное направление соответствует течению вправо) и константы, задающие свойства газов — удельная газовая постоянная  $R$  и отношение теплоемкостей  $\gamma = c_p/c_v$ .

Для определения направления течения при РПР на МС сначала вычисляются параметры нестационарного торможения газов, заданных в исходных данных. Физическая интерпретация этого приема такова: в начальный момент в месте стыка каналов на неопределенное время устанавливается перегородка, что приводит к нестационарному тормо-

жению потоков волнами Римана. Происходящий после исчезновения перегородки распад разрыва (при «заторможенных» параметрах газов в зонах  $0''$ ,  $1'$  и  $4'$ ) дает (в изоэнтропном приближении) такие же значения параметров потока в образующихся при РПР зонах 7, 3, и 6, как если бы перегородка не ставилась (см. [1]).

Параметры нестационарного изоэнтропного торможения вычисляются по соотношениям

$$\begin{aligned} p_0'' &= \frac{p_0}{\pi''(M_0, \gamma_0)}, & T_0'' &= \frac{T_0}{\tau''(M_0, \gamma_0)}, \\ p_1' &= \frac{p_1}{\pi'(M_1, \gamma_1)}, & T_1' &= \frac{T_1}{\tau'(M_1, \gamma_1)}, \\ p_4' &= \frac{p_4}{\pi'(M_4, \gamma_4)}, & T_4' &= \frac{T_4}{\tau'(M_4, \gamma_4)}, \end{aligned}$$

где газодинамические функции (ГДФ) торможения потока газа простой изоэнтропной волной, распространяющейся по нему в левом и правом направлениях, соответственно есть

$$\begin{aligned} \pi''(M, \gamma) &= \frac{p}{p''} = [\tau''(M, \gamma)]^{\frac{1}{\gamma-1}}, \\ \tau''(M, \gamma) &= \frac{T}{T''} = \left( \frac{1}{1 \pm \frac{\gamma-1}{2} M} \right)^2. \end{aligned}$$

При этом легко видеть, что искомое давление после РПР  $p = p_7 = p_3 = p_6$  должно отыскиваться в диапазоне  $[p_{\min}, p_{\max}]$ , где  $p_{\min}$  и  $p_{\max}$  — минимальное и максимальное из давлений  $p_0''$ ,  $p_1'$  и  $p_4'$ . Рассматриваем не тривиальные решения задач о РПР, т. е. такие, когда величина давления  $p$  существенно не совпадает ни с одним из этих трех давлений. Нетрудно показать, что в этом случае может реализоваться один из двух режимов течения, называемых приточным и вытяжным.

**Приточный тройник.** Если  $p < p_0''$ ,  $p > p_1'$  и  $p > p_4'$ , образуется картина течения с волной разрежения, движущейся по газу в зоне  $0''$ , с разделением потока газа в зоне 7 на два потока — зоны 3 и 6, отделяемые контактными поверхностями (КП) соответственно от зон 2 и 5, при том, что волны, движущиеся по зонам  $1'$  и  $4'$  — волны сжатия. В общем случае приведение шаблона течения к расчетной схеме на рис. 1 требует переиндексации параметров в исходных данных задачи о РПР.



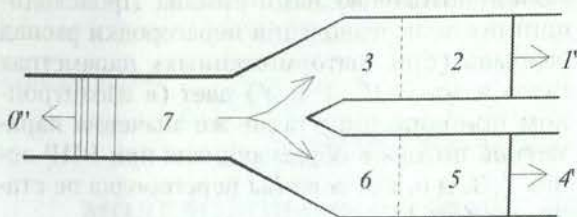


Рис. 1. Течение в режиме приточного тройника

При итерационном уточнении давления  $p = p_7 = p_3 = p_6$  невязка решения определяется следующим образом. Газ в зонах 7, 3, и 6 идентичен по составу и свойствам газу в зоне  $0'$ . Число  $M_7$  выражается из ГДФ  $\pi''(\dots)$  как

$$M_7 = \frac{2}{\gamma_7 - 1} \left[ \left( \frac{p_0''}{p_7} \right)^{\frac{\gamma_7 - 1}{2\gamma_7}} - 1 \right],$$

температура находится по уравнению изоэнтропы  $T_7 = T_0''(p_7/p_0'')^{\frac{\gamma_7}{\gamma_7 - 1}}$  или  $T_7 = T_0''\tau''(M_7, \gamma_7)$ , температура стационарного торможения:  $T_7^* = T_7/\tau(M_7, \gamma_7) = T_7 \left( 1 + \frac{\gamma_7 - 1}{2} M_7^2 \right)$ , скорость потока:  $u_7 = M_7 c_7 = M_7 \sqrt{\gamma_7 R_7 T_7}$ , а расход —

$$G_7 = \rho_7 u_7 F_7 = \frac{p_7}{R_7 T_7} u_7 F_0.$$

Параметры потока и расход в зоне 3 при этом также рассчитываются через условие на КП  $p = p_3 = p_2$ . Число  $M_2$  определяется из ГДФ  $\pi'(\dots)$  как за фронтом изоэнтропной волны сжатия

$$M_2 = \frac{2}{\gamma_1 - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_1'}{p_2} \right)^{\frac{\gamma_1 - 1}{2\gamma_1}} \right],$$

скорость потока  $u_2 = u_3$  (второе условие на КП) — через ГДФ  $\alpha'(\dots) = [\tau'(\dots)]^{1/2}$ :

$$u_3 = M_2 \frac{\sqrt{\gamma_1 R_1 T_1'}}{1 - \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_2^2},$$

температура стационарного торможения в зоне 3 такая же, как и в зоне 7:  $T_3^* = T_7^*$ , что следует из равенства удельных энтальпий торможения в адиабатном потоке  $i_3^* = i_7^*$  и равенств  $i^* = c_p T^*$  (для совершенных газов) и  $c_{p3} = c_{p7}$ . Наконец, статическая температура определяется выражением

$$T_3 = T_3^* - \frac{u_3^2}{2c_{p3}},$$

а расход —

$$G_3 = \rho_3 u_3 F_3 = \frac{p_3}{R_3 T_3} u_3 F_1.$$

Параметры потока и расход в зоне 6 определяются совершенно аналогично. В качестве минимизируемой невязки решения выступает разность расходов  $G_3 + G_6 - G_7$ .

**Вытяжной тройник.** Если  $p > p_0''$ ,  $p < p_1'$  и  $p < p_4'$ , образуется картина течения с волной сжатия, движущейся по газу в зоне  $0'$ , с образованием за ее фронтом зоны 8, отделенной контактной поверхностью от газа в зоне 7, образовавшейся смешением потоков из зон 3 и 6. Волны, движущиеся по зонам  $1'$  и  $4'$  — волны разрежения (рис. 2). Отметим, что и в этом случае для приведения к данной расчетной схеме вытяжного тройника вообще говоря, может потребоваться переиндексация параметров.

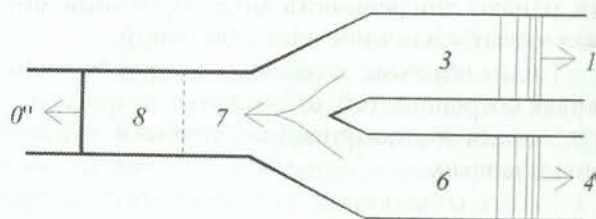


Рис. 2. Течение в режиме вытяжного тройника

Свойства газов в зонах 3 и 6 берутся соответственно из зон  $1'$  и  $4'$ . Число  $M$  в зоне 3 — из соотношения на фронте изоэнтропной волны:

$$M_3 = \frac{2}{\gamma_3 - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_1'}{p_3} \right)^{\frac{\gamma_3 - 1}{2\gamma_3}} \right],$$

статическая температура в этой зоне — по уравнению изоэнтропы  $T_3 = T_1'(p_3/p_1')^{\frac{\gamma_3}{\gamma_3 - 1}}$  или  $T_3 = T_1'\tau'(M_3, \gamma_3)$ , температура стационарного торможения  $T_3^* = T_3/\tau(M_3, \gamma_3) = T_3 \left( 1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2 \right)$ , скорость потока  $u_3 = M_3 c_3 = \sqrt{\gamma_3 R_3 T_3}$  и расход

$$G_3 = \rho_3 u_3 F_3 = \frac{p_3}{R_3 T_3} u_3 F_1.$$

Параметры потока и расход в зоне 6 определяются совершенно аналогично. Удельные изобарная теплоемкость и газовая постоянная в зоне 7 определяются с учетом соотношения расходов при слиянии потоков из зон 3 и 6:

$$c_{p7} = \frac{G_3 c_{p3} + G_6 c_{p6}}{G_3 + G_6}, \quad R_7 = \frac{G_3 R_3 + G_6 R_6}{G_3 + G_6},$$



а отношение теплоемкостей получается по определению как

$$\gamma_7 = \frac{c_{p7}}{c_{v7}} = \frac{c_{p7}}{c_{p7} - R_7}.$$

Так же, т. е. из уравнения энергии, находится температура торможения после слияния потоков

$$T_7^* = \frac{G_3 c_{p3} T_3^* + G_6 c_{p6} T_6^*}{G_7 c_{p7}}.$$

Число  $M$  в зоне 8 берется из соотношения на фронте изоэнтропной волны ( $\gamma_8 = \gamma_0$ ,  $R_8 = R_0$ ,  $p_8 = p_7$ ):

$$M_8 = \frac{2}{\gamma_8 - 1} \left[ \left( \frac{p_0''}{p_8} \right)^{\frac{\gamma_8 - 1}{2\gamma_8}} - 1 \right],$$

скорость потока в этой зоне, с учетом условия на КП ( $u_7 = u_8$ ) — через ГДФ  $\alpha''(\dots) = [\tau''(\dots)]^{1/2}$  как

$$u_7 = M_8 \frac{\sqrt{\gamma_8 R_8 T_0''}}{1 + \frac{\gamma_8 - 1}{2} M_8^2},$$

статическая температура  $T_7$  — по определяющему соотношению

$$T_7 = T_7^* - \frac{u_7^2}{2c_{p7}},$$

а расход —

$$G_7 = \rho_7 u_7 F_7 = \frac{p_7}{R_7 T_7} u_7 F_9.$$

В качестве невязки и в этом варианте берется разность расходов  $G_3 + G_6 - G_7$ .

#### СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальная проверка вышеописанной модели МС типа тройника выполнялась путем сравнения экспериментальных и расчетных показаний датчика давления, установленного в разветвленном трубопроводе одноциклового экспериментальной установки с генератором волн [2].

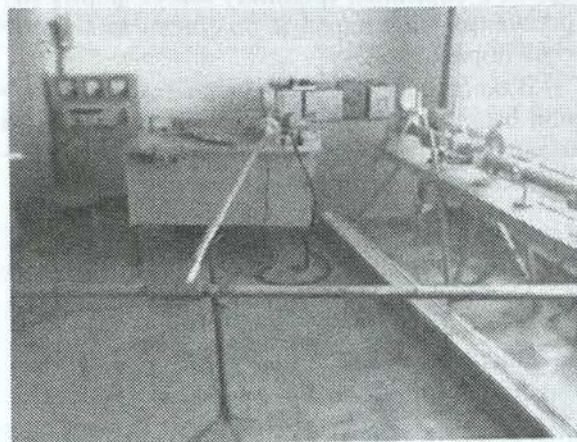


Рис. 3. Одноцикловая установка с трубопроводом, содержащим тройник

Генератор волн содержит емкость объемом  $747 \text{ см}^3$  и клапан для кратковременного сообщения ее с трубопроводом. Клапан приводится в действие пружинной рессорой, управляемой соленоидом.

Измерительная система содержит тензометрический датчик давления  $D_1$ , индуктивный высокочастотный мультисканальный преобразователь (усилитель) фирмы AVI, модель 6705+, и аналого-цифровой преобразователь (АЦП) PCI-1711L фирмы Advantech. Данный АЦП имеет разрядность 12 бит и обеспечивает преобразование сигнала от усилителя в цифровой эквивалент (отсчет) от 0 до 4095 при частоте дискретизации до 100 кГц. Плата АЦП установлена в слот PCI материнской платы ПК с ЦПУ Intel Pentium, тактовая частота 233 МГц. Работа с АЦП на ПК обеспечивается специальной программой, автоматизирующей проведение тарировки измерительного тракта, запись результатов в файл и отображение их в виде графиков.

Тарировка измерительного тракта выполнена по 9 равноотстоящим точкам в диапазоне давлений  $\pm 0,64 \text{ кг/см}^2$  с применением манометра и вакууметра классов точности 0,4. Тарировочная зависимость аппроксимирована полиномом третьей степени методом наименьших квадратов. Предельная погрешность при таком способе измерения переменного давления  $p(t)$  составляет примерно 1,5 кПа.

#### Т-образный тройник

В данной серии экспериментов к концу трубы, выходящей из генератора волн, подсоединялись две трубы с общей осью, пересекающей ось первой под прямым углом (см. рис. 4). Проточная часть сопряжения



труб (Т-образный тройник) имеет форму пересечения цилиндров и получена механической обработкой.

В экспериментах этой серии исходной волной была волна разрежения, форма которой задавалась в расчетах по совпадению с исходной волной, зарегистрированной датчиком.

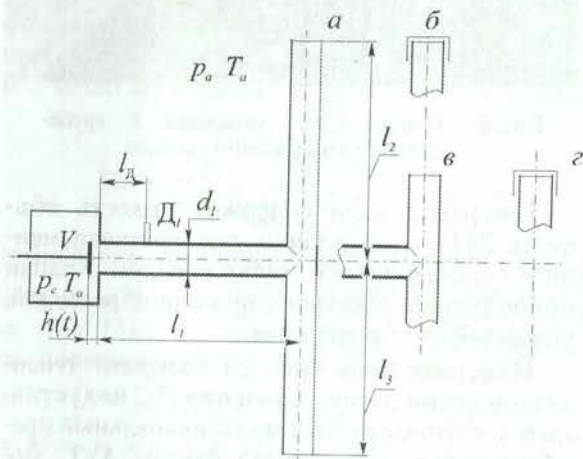


Рис. 4. Схема вариантов трубопровода в экспериментах с Т-образным тройником

Были применены 4 варианта исполнения трубопровода (рис. 4) — в вариантах в и г одна из труб после разветвления была значительно короче двух других, в вариантах б и г одна из труб закрывалась заглушкой. Длины труб:  $l_1 \approx 2400$  мм,  $l_2 \approx l_3 \approx 2700$  мм ( $l_2 \approx 320$  мм для в и г, диаметры — около 25 мм).

Расчеты выполнены для временного интервала 0,2 с, с шагом 0,01 мс. Продолжительность одного расчета — 44 с на ПК с ЦПУ AMD Sempron 3200+ с тактовой частотой 1,94 ГГц.

В расчетах использованы действительные размеры труб, параметры атмосферы в лаборатории:  $p_a = 750 \pm 1$  мм. рт. ст.,  $t_a = 20,3 \pm 0,5^\circ\text{C}$  и свойства воздуха:  $R = 287,1$  Дж/(кг·К),  $\gamma = 1,40$ .

На рис. 5–8 показано сравнение расчетных и экспериментальных записей давления на датчике  $D_1$  по времени, во всех вариантах исполнения трубопровода (рис. 4). Видны заметные погрешности в определении амплитуд волн.

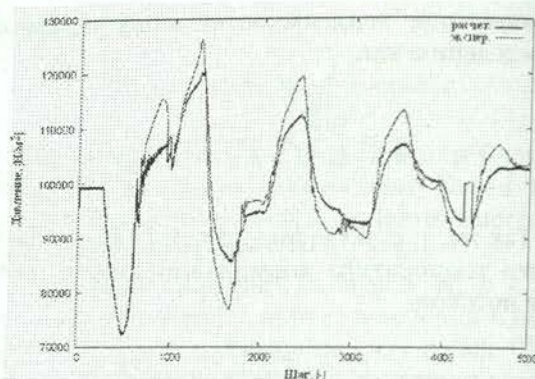


Рис. 5. Т-образный тройник, вариант рис. 4, а

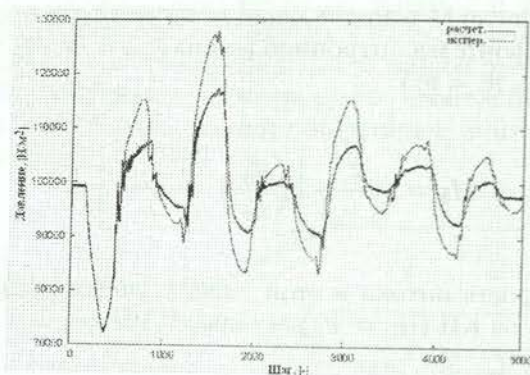


Рис. 6. Т-образный тройник, вариант рис. 4, б

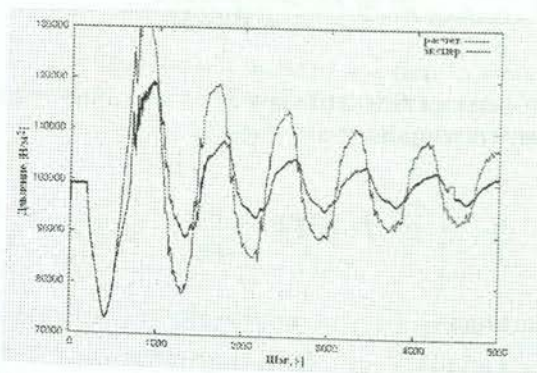


Рис. 7. Т-образный тройник, вариант рис. 4, в

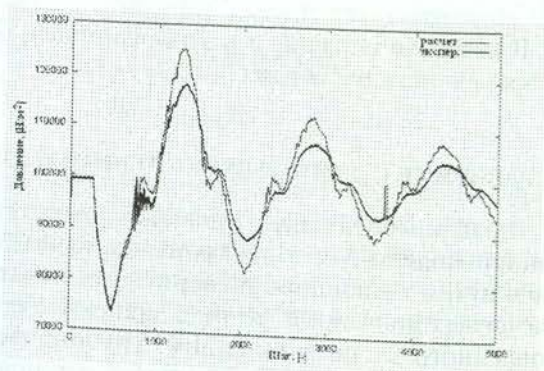


Рис. 8. Т-образный тройник, вариант рис. 4, г



Оценим эти погрешности, имея в виду, что в *отсутствии* разветвления амплитуда первой отраженной волны в опытах даже несколько превышает амплитуду исходной волны разрежения (как при закрытом, как и при открытом конце трубы). Рассматривая с таких позиций возможный разброс пиковых давлений в отраженной волне в диапазоне [70 ... 130] кПа, можно оценить погрешность воспроизведения расчетом амплитудного давления в первой отраженной волне как +13,6%, +12,5%, +20,6% и +11,7% для каждого варианта соответственно.

Такая погрешность примерно вдвое превышает полученную в работе [3], где расчет выполнен по модели, использующей «таблицу отклика», заполненную по результатам расчетов в двумерной постановке.

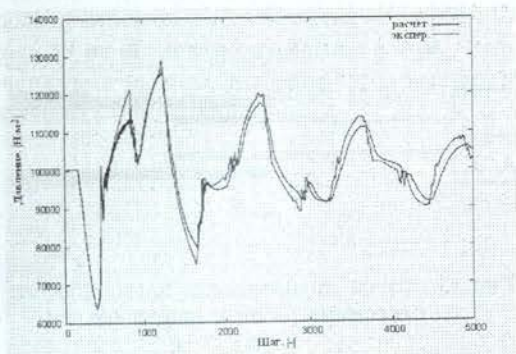
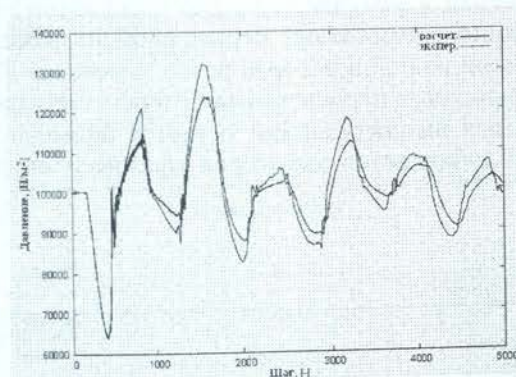
Рис. 9. Y-образный тройник, угол  $120^\circ$ 

Рис. 10. То же, что рис. 9, но один из каналов заглушен

### Y-образные тройники

Более «обнадеживающие» результаты получены в экспериментах с Y-образными тройниками, с примерно равными длинами каналов (и примерно того же диаметра, что и основной). Таким образом, эти данные дополняют данные на рис. 5–8 в том, что углы между каналами после разветвления составляют не  $180^\circ$  (T-образный тройник), а  $120^\circ$  (рис. 9

и 10) и  $30^\circ$  (рис. 11 и 12). Во всех случаях также исходными являлись волны разрежения.

Легко видеть, что во всех случаях пиковое давление в первой отраженной волне определяется расчетом с меньшей погрешностью, чем для T-образного тройника. Далее, нарастание погрешности при последующих взаимодействиях и отражениях волн, в том случае, когда схема тракта остается симметричной (отсутствует заглушка, рис. 9 и 11) невелико, а волновые картины (как расчетная, так и экспериментальная) отличаются мало, несмотря на различие углов расхождения каналов за разветвлением —  $120^\circ$  и  $30^\circ$ . Заметное нарастание погрешности в волновом течении по тракту с заглушенным концом одного из этих каналов является, очевидно, следствием реализации там режимов течения на разветвлении, при которых имеет место поворот потоков на большой угол, когда действительное соотношение между статическими давлениями на концах каналов сложнее, чем принятое в исследуемой модели.

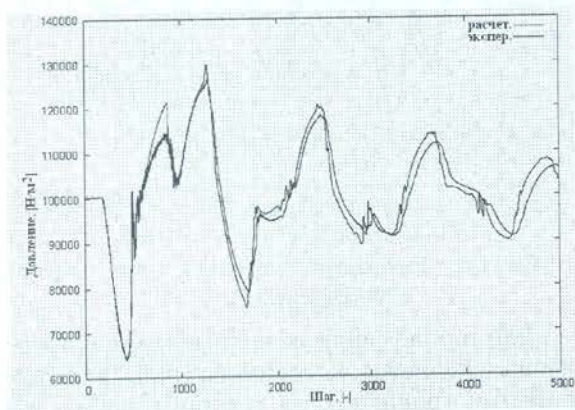
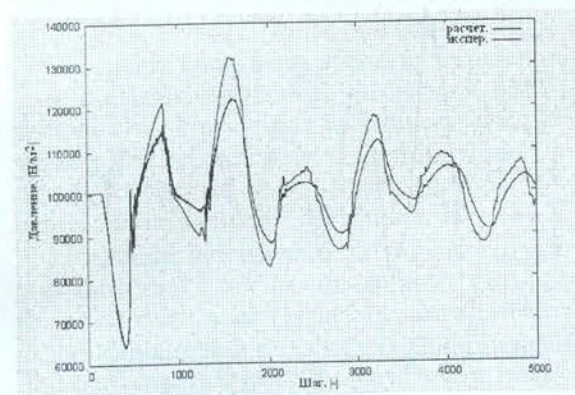
Рис. 11. Y-образный тройник, угол  $30^\circ$ 

Рис. 12. То же, что рис. 11, но один из каналов заглушен



Погрешность определения давления в первой волне, отраженной непосредственно от разветвления (тройника), для всех этих случаев составляет +9,8% (оценено по диапазону возможных пиковых давлений [60 ... 140] кПа).

Сравнить теорию и эксперимент на примере течения, вызванного исходной волной сжатия не удалось, так как не удалось подобрать закон открытия клапана в исходных данных, при котором бы совпали профили исходной волны в расчете и эксперименте. Это ставит под вопрос достоверность используемой модели течения на клапане на режиме истечения из емкости при больших перепадах давлений (см. рис. 13). Однако можно видеть, что по крайней мере качественно волновой процесс воспроизводится верно.

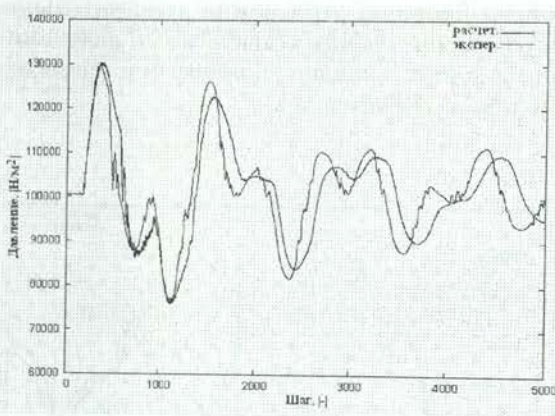


Рис. 13. Y-образный тройник (угол  $30^\circ$ , исходная волна сжатия)

Для данной серии экспериментов калибровочным является эксперимент (рис. 14) с трубой (без тройника), из которого видно, что в его отсутствие погрешность весьма умеренная.

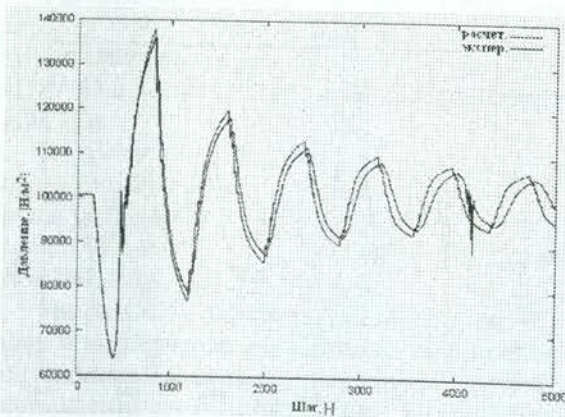


Рис. 14. Расчетная и экспериментальная кривые давления в трубе без МС

### Осесимметричный тройник («труба в трубе»)

Напротив, наиболее серьезное испытание для модели тройника, предполагающей равенство давлений на концах каналов в точке разветвления представлял трубопровод, показанный на рис. 15. Действительно, на таком разветвлении поток может поворачивать на  $180^\circ$  и основное допущение модели течения при РПР на тройнике может быть заметно неверным.

Размеры трубопровода (рис. 15) в данной серии экспериментов были следующими: длины —  $l_1, \dots, l_3 = 2733, 300$  и  $2578$  мм, диаметры —  $d_1, \dots, d_3 = 24,5, 30,1, 16,3$  и  $62,7$  мм. Координата датчика —  $l_D = 350$  мм.

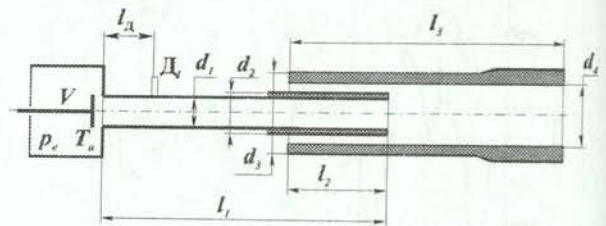


Рис. 15. Схема трубопровода в эксперименте с осесимметричным тройником

Из рис. 16 видно, что для условий эксперимента, в котором исходной была волна разрежения, амплитуда отраженной от разветвления волны в расчете резко завышена. И в дальнейшем относительная погрешность расчетных амплитуд волн остается большой, к ней добавляется некоторая «фазовая» ошибка.

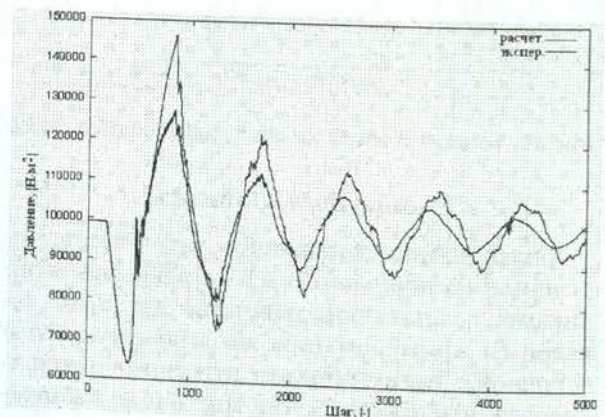


Рис. 16. Осесимметричный тройник, исходная волна разрежения



В эксперименте с исходной волной сжатия (рис. 17) отраженная от разветвления волна другого знака воспроизводится расчетом на удивление хорошо (отражение от широкого канала), но при дальнейших отражениях волн их амплитуды опять-таки завышаются расчетом. Это объяснимо, так как используемое допущение отнюдь не обеспечивает однозначной диссипации энергии на стыке, и это, очевидно, является причиной «завзубренного» вида пиков некоторых волн в расчетах.

В качестве контрольных проведены эксперименты, в которых внешняя труба была удалена, и, таким образом, отражение исходной волны происходило от атмосферы и описывалось надежной моделью сопряжения емкости и канала. Исходной волне разрежения соответствует рис. 18, волне сжатия — рис. 19. После сравнения рис. 16 с рис. 18, а рис. 17 — с рис. 19 не остается сомнений в том, что полученную в расчете погрешность вызывает в основном модель тройника.

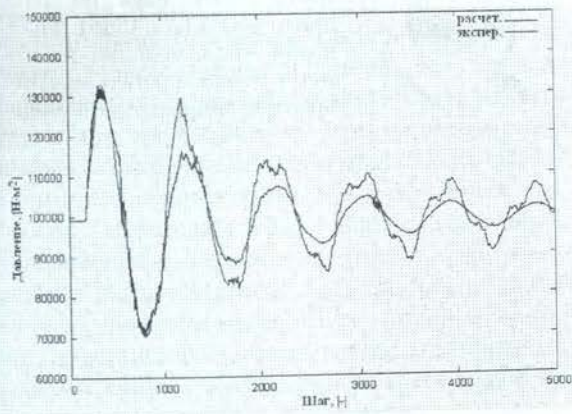


Рис. 17. Осесимметричный тройник, исходная волна сжатия

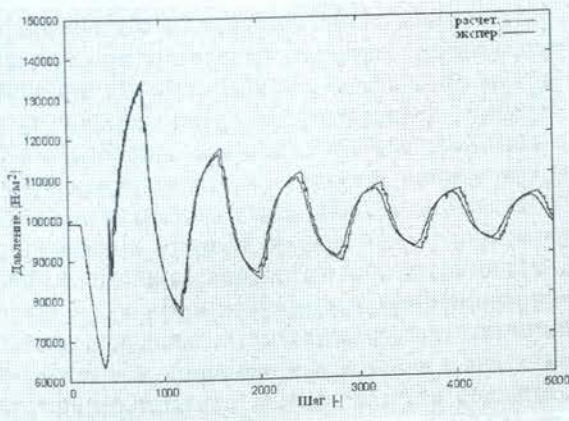


Рис. 18. Волновая картина в неразветвленном трубопроводе (одна труба  $I_1$  на рис. 15); исходная волна разрежения

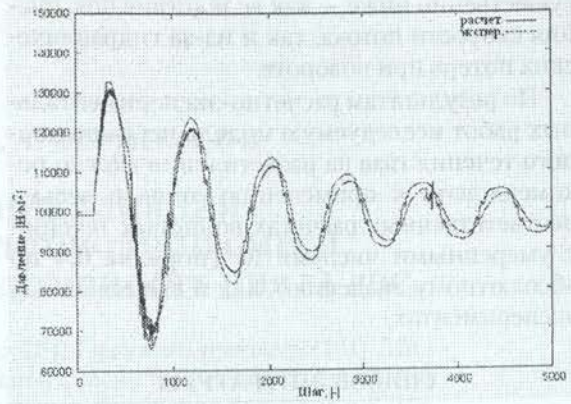


Рис. 19. Тот же неразветвленный трубопровод, что и для рис. 18, исходная волна сжатия

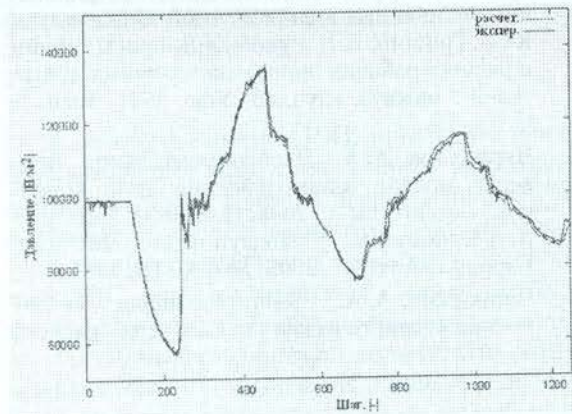


Рис. 20. Расчетная и экспериментальная кривые давления в длинной трубе без МС

## ВЫВОДЫ

Из сравнения рис. 5–8 (Т-образный тройник) с результатами, полученными на неразветвленном трубопроводе (рис. 18 и 19) и в работе [4] (рис. 20) ясно, что при применении исследуемой модели тройника возникают заметные погрешности, и результаты моделирования можно признать лишь едва удовлетворительными. Также велики погрешности в расчете волнового процесса в трубопроводе с осесимметричной геометрией разветвления. Эксперименты с меньшими, чем  $180^\circ$ , углами между каналами за местом разветвления (Y-образные тройники) показали соответственно и меньшие погрешности.

Очевидно, что именно допущение о равенстве давлений в каналах приводит к переоценке амплитуды уже первой отраженной волны противоположного, чем у исходной, знака. Действительно, в месте разветвления, например, при втекании из двух каналов в один статическое давление в последнем должно быть



существенно ниже — как вследствие повышения скорости потока, так и из-за гидравлических потерь при повороте.

По результатам расчетно-экспериментальных работ исследуемую модель нестационарного течения газа на разветвлении можно рекомендовать к применению лишь в весьма неответственных расчетах волновых течений с умеренными числами  $M$  (порядка 0,4 по абсолютному значению), как в выполненных экспериментах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рудой, Б. П. Прикладная нестационарная гидрогазодинамика : учеб. пособие / Б. П. Рудой. Уфа : УАИ, 1988. 184 с.
2. Гришин, Ю. А. Установка для генерирования уединенных волн конечной амплитуды / Ю. А. Гришин, Б. П. Рудой // Вопросы теории и расчета рабочих процессов тепловых двигателей : межвуз. науч. сб. Уфа, 1976. Вып. 1. С. 53–55.
3. Черноусов, А. А. Экспериментальная проверка модели взаимодействия волн конечной амплитуды с разветвлением канала / А. А. Черноусов // Ползуновский Вестник. Барнаул : АлтГТУ, 2006. № 4. С. 182–186.
4. Черноусов, А. А. Консервативная сеточно-характеристическая схема для расчета

нестационарных течений в трубопроводах / А. А. Черноусов // Вопросы теории и расчета рабочих процессов тепловых двигателей : межвуз. науч. сб. Уфа : УГАТУ, 2006. Вып. 21. С. 246–254.

#### ОБ АВТОРАХ



**Еникеев Рустэм Далилович**, доц. зав. каф. двиг. внутр. сгорания. Дипл. инж. по двиг. внутр. сгорания (УАИ, 1981). Канд. техн. наук по тепл. двиг. (УАИ, 1987). Иссл. в обл. систем газообмена, персп. раб. процессов ДВС.



**Черноусов Андрей Александрович**, доц. той же каф. Дипл. инж. по двиг. внутр. сгорания (УГАТУ, 1994). Канд. техн. наук по тепл. двиг. (УГАТУ, 1998). Иссл. в обл. числ. моделир. газообмена и раб. процессов ДВС, вычисл. гидрогазодинамики.