

Расчет течения в режиме “Blow out” для скважин различной геометрии с учетом реальных свойств природного газа.

В.И.Алферов, Л.М. Дмитриев, С.З. Имаев
(Московский физико-технический институт)

Wolfgang Schacht

(Gasversorgung Thüringen GmbH, Erfurt)

I Постановка задачи.

Рассматривается следующая задача: определяется максимально возможный расход газа при его истечении из емкости А, в которой поддерживается давление P_0 , T_0 , в емкость В, в которой поддерживается давление P_B , через трубопроводы С (см. рис. 1). При $P_B = 1$ атм такое течение моделирует истечение газа из скважины в режиме Blowout [1]. В отличие от работы [1], в которой такое течение рассматривалось как течение совершенного газа, в настоящей работе рассчитывается течение реального газа с учетом его реальных термодинамических свойств (сверхсжимаемости, эффекта Джоуля-Томсона и т.д.). Подводом тепла к газу от стенок трубопровода, также как и в работе [1] пренебрегается. Задача рассматривается как одномерная (осредненные параметры зависят только от одной пространственной координаты x), ось x направлена вверх – против вектора силы тяжести. Исследуется квазистационарное течение [1].

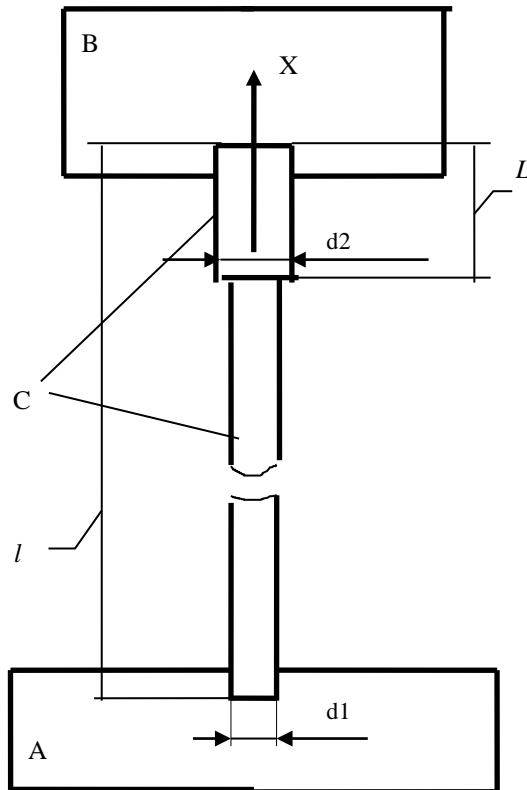


Рис. 1

II. Уравнения для осредненных параметров при больших числах $Re \geq 10^6$

Основные уравнения, описывающие движение газа в трубопроводах, изложены в монографиях [2],[3] и др., в которых указывается, что распределение скорости потока по сечению неоднородно. Для использования одномерных уравнений необходимо предварительно провести осреднение по сечению и получить уравнения для осредненных параметров.

В случае несжимаемой жидкости ($M^2 \ll 1$) установившийся профиль скорости газа в цилиндрической трубе имеет вид [2]

$$U(y) = 2,5 \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \ln\left(\frac{y}{R_0}\right) + B = A \left(\ln \frac{y}{R_0} + C \right)$$

где τ_w - напряжение трения на стенке, ρ - плотность, C - величина, зависящая от числа $Re = \frac{\rho U d}{\mu}$ и шероховатости стенок, y - расстояние от стенки. Величина τ_w связана с коэффициентом трения ξ соотношением

$$\xi \frac{\rho U_v^2}{2} = 4 \tau_w$$

где U_v - осредненная по сечению скорость жидкости

$$U_v = \int_0^{R_0} \frac{2\pi U(y)(R_0 - y) dy}{\pi R_0^2} = A \left(C - \frac{3}{2} \right) \quad (1)$$

$$A = 2,5 \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = 2,5 U_v \sqrt{\frac{\xi}{8}}$$

Осредненная по сечению величина квадрата скорости:

$$\left(U^2 \right)_v = A^2 \left(C^2 - 3C + \frac{7}{2} \right) \quad (2)$$

Из соотношений (1) - (2) следует, что

$$\left(U^2 \right)_v - U_v^2 = \frac{5}{4} A^2 = \frac{5}{4} 6,25 \frac{U_v^2}{8} \xi = 0,98 \xi U_v^2 \approx \xi U_v^2 \quad (3)$$

Аналогичным образом можно показать, что с точностью до величин $\xi^{3/2}$, ξ^2 выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \left(U^3 \right)_v - U_v^3 &= 3 \xi U_v^3 (1 - 0,53 \sqrt{\xi}) \\ \left(U^4 \right)_v - U_v^4 &= 6 \xi U_v^4 (1 + 0(\sqrt{\xi})) \\ \left(U^5 \right)_v - U_v^5 &= 10 \xi U_v^5 (1 + 0(\sqrt{\xi})) \end{aligned} \quad (4)$$

Рассмотрим также среднемассовые значения:

$$\begin{aligned} U_* &= \int_0^1 U dm = \frac{\left(U^2 \right)_v}{U_v} \\ dm &= \frac{\rho U 2\pi r dr}{G} \\ G &= \int_0^{R_0} \rho U 2\pi r dr \end{aligned} \quad (5)$$

$$U_* = (1 + \xi) U_v; \quad \left(\frac{1}{U} \right)_* = \frac{1}{U_v} = \frac{1 + \xi}{U_*}$$

Из соотношений (3) - (5) следует (с точностью до членов $\xi^{3/2}$)

$$\left(U^2 \right)_* - U_*^2 \approx \xi U_*^2$$

$$\begin{aligned} (U^3)_* - U_*^3 &\approx 3\xi U_*^3 \\ (U^4)_* - U_*^4 &\approx 6\xi U_*^4 \end{aligned} \quad (6)$$

Применительно к потоку газа будем считать, что по аналогии с турбулентным пограничным слоем распределение $U(y)$ для сжимаемого газа и несжимаемой жидкости будут подобными. В этом случае можно показать, что при $M < 1$ приближенные соотношения (6) будут выполняться и для сжимаемого газа.

Уравнения сохранения для потоков импульса и энтальпии имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_F (P + \rho U^2) dF &= -\tau_w \pi d - \int_F g \rho dF \\ \tau_w &= \frac{G}{F} U_v \frac{1}{8} \xi \\ \frac{\partial}{\partial x} \int_F \rho U (H + gx) dF &= 0 \\ H &= h + \frac{U^2}{2} \end{aligned} \quad (7)$$

Для среднемассовых величин уравнения (7) с учетом соотношений (5) запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} [PF + U_* G] &= -\frac{\xi}{d} \frac{G}{F(1+\xi)} \frac{U_*}{2} - \frac{g}{U_*} (1+\xi) G \\ \frac{dH_*}{dx} + g &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

Будем считать, как это обычно делается в расчетах турбулентного пограничного слоя [3], что профиль величины H подобен профилю скорости [3]:

$$H = a + bU; \quad a \approx H_w; \quad b = \frac{H_* - H_w}{U_*} \quad (9)$$

при отсутствии тепловых потоков величина

$$bU_* \approx \frac{(1-q)U_*^2}{2}$$

q - коэффициент восстановления, при $M < 1$ величина q близка к 1.

Величина P по сечению трубопровода не меняется. Из соотношений (7), (9) следует, что

$$h = a + bU - \frac{U^2}{2}$$

Выберем величину h_1 такой, что

$$\int_0^1 (h - h_1) dm = 0, \quad \text{т.е.} \quad h_1 = h_* = a + bU_* - \left(\frac{U_*^2}{2}\right)_*$$

Возьмем в термодинамических функциях в качестве независимых параметров h, P , т.е. $\rho = \rho(h, P)$; $T = T(h, P)$; $z = z(h, P)$; $\rho RTz = P$.

Тогда, например, для величины T_* справедливы соотношения

$$\begin{aligned} T_* &= \int_0^1 T(h, P) dm = T(h_*, P) + \\ &+ \int_0^1 \frac{\partial T}{\partial h} (h - h_*) dm + \int_0^1 \frac{1}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial h^2} (h - h_*)^2 dm + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Производные $\frac{\partial}{\partial h}$ в последнем выражении взяты при

постоянном давлении P и значении $h = h_*$

Первый интеграл в правой части (10) равен нулю по определению. Последний интеграл можно представить в виде:

$$I = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{c_p \partial T} \frac{1}{c_p} \right) \left\{ \left[bU - \frac{U^2}{2} - bU_* + \left(\frac{U^2}{2} \right)_* \right]^2 \right\}_*$$

или с учетом соотношений (6)

$$I \approx \frac{1}{2} \frac{1}{c_p} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{c_p} \right) \left[b^2 U_*^2 - bU_*^3 + U_*^4 \right] \xi$$

где $bU_* \approx \frac{1-q}{2} U_*^2$, $1-q \ll 1$.

Для совершенного газа $I \approx 0$. Выражая U_*^2 через M^2 :

$U_*^2 = M^2 c_*^2$, где $c = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$ - скорость звука, для оценки

величины I получим:

$$I \approx \frac{\xi}{2} \left(\frac{\gamma Z_* R}{c_p} \right)^2 M^4 T_*^2 \frac{1}{c_p} \frac{\partial c_p}{\partial T}$$

Все величины в последнем выражении берутся при значениях P, h_* . Для рассматриваемого газа $\frac{\partial c_p}{\partial T} \leq \frac{c_p}{T}$ и

величина $1/T$ при $M \leq 1$ не превышает значения $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-2} \xi$, поэтому величиной I с точностью до ε можно пренебречь по сравнению с величиной $T(h_*, P)$, т.е. $T_* = T(h_*, P)$ или $h_* = h(T_*, P)$.

Можно показать, что проведенный анализ справедлив не только для случая $H = a + bU$, но также и для функций H вида $H = a + bU + cU^2 + \dots$

Используя уравнение состояния $P = \rho RTz$, где $z = z(T, P)$, аналогичным образом можно показать, что $z_* = z(T_*, P)$, $\rho_* = \rho(h_*, P)$ и следовательно уравнение состояния с указанной точностью справедливо и для осредненных величин: т.е. $P = \rho_* RT_* z_*$.

Величина $\int_0^1 \frac{dm}{\rho} \equiv \frac{F}{G} U_v$. Раскладывая величину

$\frac{1}{\rho(h, P)}$ в ряд Тейлора в окрестности точки (h_*, P) ,

получим с точностью до величины порядка ε

$$\rho_* U_v = \frac{G}{F} \quad (11)$$

Возвращаясь к переменной $U_v = \frac{U_*}{1+\xi}$ и опуская индексы “*” и “v” из уравнений (7, 8, 11) получим систему уравнений для определения параметров течения газа:

$$\begin{aligned} P &= R \rho T z \\ \rho U F &= G \\ \frac{dH}{dx} + g &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

$$H = h(P, T) + \frac{U^2}{2} (1 + 3\xi)$$

$$\frac{d}{dx} [PF + U(1+\xi)G] = -\frac{\xi}{2} \frac{G}{d} U - \frac{g}{U} G$$

Условия применимости уравнений (12) обсуждаются в Приложении

III Определение гидравлических потерь

Для гладких труб при $Re = \frac{\rho U d}{\mu} \geq 10^6$ коэффициент трения ξ можно определить из полуэмпирического соотношения [3]

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = 0,87 \ln \left(Re \sqrt{\xi} \right) - 0,8$$

В режиме полного проявления шероховатости коэффициент ξ определяется соотношением Кармана [2]

$$\xi = \left(21g \frac{d}{2\Delta} + 1,74 \right)^{-2}$$

В расчетах значения коэффициента ξ вычислялись по соотношениям

$$\xi = \begin{cases} \xi_1, & \text{при } \xi_1 > \xi_2 \\ \xi_2, & \text{при } \xi_1 < \xi_2 \end{cases}$$

где ξ_1 , ξ_2 - значения коэффициентов трения, вычисленных соответственно для гладкой трубы и шероховатой трубы.

При вычислении динамической вязкости $\mu = \nu \rho$ использовались значения кинематической вязкости $\nu = \nu(P, T)$ такие же, как и для метана [4], что оправдано, т.к. газ состоит на 98% из метана.

Параметры потока за уступом с учетом вихревых потерь на уступе определялись при решении следующих уравнений сохранения потоков массы, импульса и энтальпии для сечений 1, 2 (см. рис.2):

$$\begin{aligned} \rho_1 U_1 F_1 &= \rho_2 U_2 F_2 \\ [P_1 + \rho_1 U_1^2 (1 + \xi)] F_1 + P_1 (F_2 - F_1) &= [P_2 + \rho_2 U_2^2 (1 + \xi)] F_2 \\ h_1(P_1, T_1) + \frac{U_1^2}{2} (1 + 3\xi) &= h_2(P_2, T_2) + \frac{U_2^2}{2} (1 + 3\xi) \\ P_1 &= \rho_1 R z_1 T_1 \\ P_2 &= \rho_2 R z_2 T_2 \end{aligned}$$

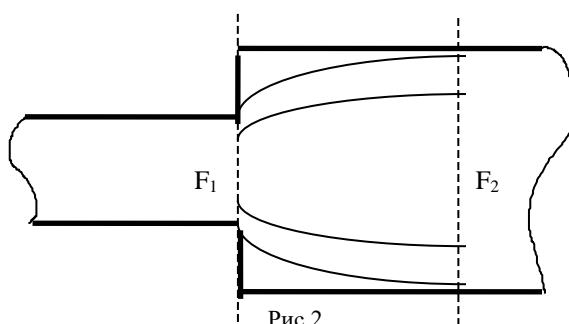


Рис.2

Эта система уравнений имеет два решения: одно соответствует сверхзвуковому течению за уступом, другое - дозвуковому. В расчетах использовалось решение, соответствующее дозвуковому течению. Система уравнений решалась методом итераций. полученные значения ρ_2, U_2, P_2, T_2 соответствуют течению за уступом с учетом потерь на образование вихрей. Потери полного давления в диффузоре могут быть найдены из сравнения диффузора с уступом. Потери

полного давления ΔP_{0D} в диффузоре можно представить в виде [3]

$$\Delta P_{0D} = \psi \Delta P_{0y}$$

где ΔP_{0y} - потери полного давления на уступе при одинаковом расширении $\alpha = \frac{F_2}{F_1}$, ψ - коэффициент

полноты удара. Величина ψ при $M \ll 1$ зависит только от угла β раскрытия диффузора. В расчетах использовалась зависимость $\psi(\beta)$, приведенная в [3]. Эта зависимость аппроксимировалась выражениями:

$$\begin{cases} \psi(\beta) \approx \frac{1}{2} \operatorname{tg} 2\beta, & \beta < 32^\circ \\ \psi(\beta) = 1, & \beta \geq 32^\circ \end{cases}$$

Значения полного давления P_0 и T_0 перед уступом и за уступом находятся из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} h(P_{0i}, T_{0i}) &= h(P_i, T_i) + \frac{U_i^2}{2} (1 + 3\xi) \\ S(P_{0i}, T_{0i}) &= S(P_i, T_i) \end{aligned}$$

Индекс $i=1$ соответствует параметрам на входе в уступ (диффузор), индекс $i=2$ соответствует параметрам на выходе из уступа (диффузора).

Эта же система, дополненная уравнениями расхода $\rho_i U_i F_i = G$ и состояния $P_i = \rho_i T_i z_i R$ позволяет определить по известным P_{0i}, T_{0i} значения параметров в сечении F_2 . Потери полного давления на трение в диффузоре принимались такими же, что и в трубопроводе F_2 на такой же длине, что и длина диффузора. Параметры потока на входе в трубопровод 1 вычисляются из уравнений:

$$\begin{aligned} h(P, T) &= h(P_A, T_A) - \frac{U^2}{2} \\ \rho U F &= G \\ \frac{P}{\rho z T} &= \frac{P_A}{\rho_A T_A z_A} = R \\ P &= P_A - \frac{\rho U^2}{2} (1 + \eta) \end{aligned}$$

где P_A, T_A, ρ_A, z_A - параметры газа в емкости, η - коэффициент потерь полного давления при входе в трубу, величина $\eta \approx 1$.

IV Уравнение состояния и термодинамические функции природного газа

В подавляющем большинстве задач газовой динамики принято считать, что газы удовлетворяют уравнению состояния совершенного газа:

$$P = \rho R T, \quad h = c_p T$$

В действительности для любого реального газа это уравнение является только приближением к точному уравнению состояния, выражаемому соотношениями типа:

$$P = P(\rho, T), \quad \rho = \rho(P, T); \quad h = h(P, T)$$

Природный газ, представляющий собой смесь углеводородов метанового ряда (метана, этана, пропана, бутана и т.д.), диоксида углерода, сероводорода и азота, можно считать термически ($Z=1,0$) и калорически ($\chi = \text{const}$) совершенным газом лишь при нормальных температурах и давлениях ($P \approx 1 \text{ атм.}, T \approx 290 \text{ К}$). При температурах 250-350 К и давлениях 40-250 атм. влияние эффектов реального газа, обусловленных высоким давлением (межмолекулярным взаимодействием) и

многокомпонентным составом газа, является определяющим.

Известно более двухсот уравнений, связывающих между собой давление, объем и температуру реального газа. Для многих индивидуальных веществ они рассматриваются в специальных работах, например в [5]. Наиболее полный обзор уравнений состояния приведен в книге [6]. Все они являются эмпирическими и полумпирическими выражениями, пригодными в той или иной области параметров. В данной работе использовано вириальное уравнение состояния – единственное теоретически обоснованное уравнение состояния [7]:

$$z = P/(RT\rho) = 1 + B(T)\rho + C(T)\rho^2 + \dots,$$

где $B(T)$, $C(T)$ и т.д. – второй, третий и т.д. вириальные коэффициенты. Они зависят от температуры и вида потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия и описывают отклонения от уравнения состояния идеального газа, обусловленные взаимодействием двух, трех и т.д. молекул. Вычисление старших вириальных коэффициентов связано со значительными теоретическими и математическими трудностями, поэтому оставляют обычно только три первых члена. Хотя количество вириальных коэффициентов, которое необходимо учитывать при выполнении расчетов, зависит от значений давления и температуры, однако при $T > T_{кр}$ и $P < 2P_{кр}$ ($T_{кр}$, $P_{кр}$ – критические значения температуры и давления газа), как показывает ряд исследований, можно ограничиться лишь третьим вириальным коэффициентом.

Вириальное уравнение состояния применимо и для смесей газов. При этом вириальные коэффициенты зависят не только от температуры и вида межмолекулярного потенциала, но и от концентраций компонент. Для систем, содержащих n компонент имеем [7]:

$$B(T) = \sum_{i=1}^n X_i^2 B_{ii} + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n X_i X_j B_{ij}$$

$$C(T) = \sum_{i=1}^n X_i^3 C_{ii} + 3 \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n X_i^2 X_j C_{ijj} + 6 \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \sum_{k=j+1}^n X_i X_j X_k C_{ijk}$$

Здесь B_{ii} , B_{ij} , C_{ii} , C_{ijj} , C_{ijk} – “смешанные” вириальные коэффициенты, n – число компонент, составляющих газ, X_i , X_j , X_k – концентрации отдельных компонент в газе.

Термодинамические функции смеси в идеальном газовом состоянии (термически совершенный газ) можно рассчитать с помощью изобарной теплоемкости $c_p^0(T)$, для определения которой используются данные по термодинамическим свойствам индивидуальных веществ [8].

$$c_p^0 = \sum_{i=1}^n X_i c_{pi}^0(T)$$

Остальные термодинамические функции в идеальном газовом состоянии определяются по известным соотношениям термодинамики:

$$\frac{h^0(T)}{RT} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{c_p^0}{R} T dT$$

$$\frac{c_v^0(T)}{R} = \frac{c_p^0(T)}{R} - 1$$

$$\frac{E^0(T)}{RT} = \frac{h^0(T)}{RT} - 1$$

$$\frac{S^0(T)}{R} = \int_0^T \frac{c_p^0(T)}{RT} dT - \ln P$$

Отклонение термодинамических функций от значений, соответствующих идеально-газовому состоянию, вы-

числяется с помощью вириального уравнения состояния по известным выражениям статистической механики [9]:

$$\frac{\Delta h}{RT} = \frac{H - h^0}{RT} = (B - B_1)\rho + (2C - C_1)\rho^2$$

$$\frac{\Delta E}{RT} = \frac{E - E^0}{RT} = \frac{\Delta h}{RT} - z$$

$$\frac{\Delta c_p}{R} = \frac{c_p - c_p^0}{R} = \left[\frac{(1 + \rho(B + B_1) + \rho^2(C + C_1))^2}{1 + 2B\rho + 3C\rho^2} - 1 \right] + \frac{\Delta c_v}{R}$$

$$\frac{\Delta c_v}{R} = \frac{c_v - c_v^0}{R} = -(2B_1 + B_2)\rho - (2C_1 + C_2)\rho^2/2$$

$$c = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} T(1 + 2B\rho + 3C\rho^2)}$$

$$\text{где } B_1 = T \frac{dB}{dT}, C_1 = T \frac{dC}{dT}, B_2 = T^2 \frac{d^2B}{dT^2}, C_2 = T^2 \frac{d^2C}{dT^2}$$

Теория расчета второго и третьего вириального коэффициента рассмотрена в работах [10].

Вириальные коэффициенты и их производные для метана, этана, пропана приведены в работе [11].

В данной работе для расчетов состав природного газа был принят таким же, как состав газа, поступающего из России в Германию: CH_4 -98.17, N_2 -0.92, C_2H_6 -0.55, C_3H_8 -0.18, C_4H_{10} -0.07, O_2 -0.01, C_5H_{12} -0.01, CO_2 -0.08, высш. углеводороды -0.01.

Погрешность в определении термодинамических функций природного газа данного состава, согласно расчетам, составляет при $P < 200$ атм не более 2%, а при $P < 250$ атм. - не более 4%.

V Результаты расчетов

Система дифференциальных уравнений (12) раздела III решалась численно с использованием конечноразностного метода Рунге-Кутты. Условия на выходе в атмосферу (см. приложение)

$$\begin{cases} \lambda_2 = 1, \text{ при } P_2 \geq 1 \text{ атм} \\ P_2 = 1 \text{ атм, при } \lambda_2 < 1 \end{cases}$$

удовлетворялись подбором начальной скорости на входе в трубу в процессе итераций. Программа была проверена путем получения решений для совершенного газа [1], [3].

Подтвердилось качественно хорошее совпадение результатов расчетов с результатами, полученными в работе [1], для совершенного газа (до 8% по расходу газа и 4% по давлению газа) (см. таблицу 1). Сильное отличие в температурах обусловлено эффектом Джоуля-Гомсона.

Таблица 1

Параметры для расчета	
Газ - метан	
$P_A = 199.8$ бар	
$T_A = 352.9$ К	
$L = 2000$ м.	
$l = 0$ м	
$d_1 = 90.12$ мм	
$\Delta = 0.1$ мм	
Результат расчета по работе [1]	Результат расчета по данной работе
$P_{out} = 7.3$ бар	$P_{out} = 7.01$ бар
$T_{out} = 307.0$ К	$T_{out} = 249.1$ К
$G = 47.6$ т/ч	$G = 51.1$ т/ч

Ниже приводятся результаты расчетов, проведенных при параметрах газа в емкости А: $P_0 = 127$ бар, $T_0 = 303$ К.

Состав газа приведен в разделе IV, термодинамические свойства газа приводятся в приложении.

Результаты расчетов представлены на рис. 3-6. Влияние расширения ($\alpha=1,2$) на расход газа невелико (рис. 5) и практически неразличимо (до десятых долей процента) влияние типа перехода (уступ, диффузор) в расширенную трубу. Объяснение этому следующее: потери полного давления можно представить в виде [3]:

$$\Delta P_0 \approx \psi \frac{\rho_1 W_1^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^2$$

для уступа $\psi \approx 1$, поэтому при $\alpha \approx 1,2$ имеем $\Delta P_0 \approx 0,028 \frac{\rho_1 V_1^2}{2}$, т.е. потери полного давления на

уступе равносильны потерям полного давления на дополнительном отрезке трубы с $\xi = 0,02$ и длиной $\Delta L \approx 1,5d$, т.е. увеличение длины трубы $L \approx 10^4 d$ на $\Delta L \leq 1,5d$ не должно сказываться на расходе газа. Влияние типа перехода на течение в расширенном участке трубопровода обсуждается также в приложении.

Влияние шероховатости Δ трубопровода на расход газа в интервале значений Δ , характерных для технически гладких труб приводится на рис. 6. Так как числа Re для расчетных вариантов $Re = 2 \div 5 \cdot 10^7$, то коэффициент сопротивления ξ при $d/\Delta \geq 10^4$ определяется по формуле Кармана и не зависит от числа Re. Изменение ξ при изменении числа Маха M при $M < 1$ составляет величину $5 \cdot 10^{-2} \xi$ и в расчетах не учитывалось из за ее малой величины.

VI Выводы

Основные результаты работы заключаются в следующем:

Выяснены условия, при которых возможно применение термодинамических функций реального газа для осредненных параметров движущегося газа.

Разработана методика расчета параметров течения в трубопроводах с использованием термодинамических функций реального газа для осредненных параметров движущегося газа. Получены уравнения движения реального газа в трубопроводах при наличии в нем уступов, диффузоров. Создана программа расчета течения в таких трубопроводах в режиме Blow out [1]. На примере расчетов для конкретной геометрии трубопроводов проиллюстрировано отличие от соответствующих расчетов, полученных для совершенного газа.

VII Приложение.

Рассмотрим течение в расширенном участке за уступом: анализ проведем для случая совершенного газа с показателем адиабаты γ . Это допущение не ограничивает общности проводимого анализа, т.к. реальные свойства газа могут быть с приемлемой для подобного анализа точностью учтены соответствующим выбором величины γ .

Уравнения для потоков массы и импульса через сечения 1, 2, соответствующих входу в рассмотренный участок и выходному сечению, имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho_1 \lambda_1 F_1 &= \rho_2 \lambda_2 F_2 \\ \left[p_1 + \rho_1 U_1^2 (1 + \xi_1) \right] F_1 + p_1 (F_2 - F_1) &= \\ \left[p_2 + \rho_2 U_2^2 (1 + \xi_2) \right] F_2 + \rho_2 U_2^2 F_2 \cdot \int_0^L \left(\frac{\rho U^2 \cdot \xi}{2d} + \rho g \right) \frac{dx}{\rho_2 U_2^2} & \quad (1) \\ \lambda_1 &= \frac{U_1}{c}; \lambda_2 = \frac{U_2}{c} \end{aligned}$$

U_1, U_2 соответственно скорости истечения из трубы малого и расширенного сечений

$$c = \sqrt{\gamma R T_c}$$

T_c – статическая температура газа при течении газа со скоростью звука c .

Обозначим последний интеграл в соотношениях (1) через ψ , и учитывая, что $\rho_1 = \rho_2 u_2$, запишем его в виде:

$$\psi = \frac{1}{\lambda_2} \int_0^L \left(\frac{\lambda \xi}{2d} + \frac{g}{\lambda^{-2}} \right) dx \approx \frac{1}{\lambda_2} \int_0^L \frac{\lambda \xi}{2d} dx \quad (2)$$

Используя уравнения состояния в виде $P = \rho R T$ и выражая величину ρ_2 через $\rho_1, \lambda_1, \lambda_2$, получим

$$\begin{aligned} F_2 \rho_1 R T_1 + \rho_1 \lambda_2^2 c^2 F_1 (1 + \xi_1) &= \\ \rho_1 \lambda_1 F_1 R \frac{T_2}{\lambda_2} + \rho_1 \lambda_1 F_1 \lambda_2 c^2 (1 + \psi + \xi_2) & \end{aligned}$$

или

$$\frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{T_1}{\lambda_1} + \lambda_1 \gamma (1 + \xi_1) T_c = \frac{T_2}{\lambda_2} + \lambda_2 T_c \gamma (1 + \psi + \xi_2)$$

Обозначим $\frac{F_2}{F_1} = \alpha$, и выразим T_1, T_2 через $\lambda_1, \lambda_2, T_{кр}$,

используя соотношение [3].

$$\frac{T}{T_c} \approx \left(1 - \lambda^2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \frac{\gamma + 1}{2}$$

Получим:

$$\begin{aligned} \alpha \left(\frac{\gamma + 1}{2} \cdot \frac{1}{\lambda_1} - \frac{\gamma - 1}{2} \lambda_1 \right) + \lambda_1 \gamma (1 + \xi_1) &= \\ \frac{\gamma + 1}{2} \cdot \frac{1}{\lambda_2} - \lambda_2^2 \frac{\gamma - 1}{2} + \lambda_2 \gamma (1 + \psi + \xi_2) & \quad (3) \end{aligned}$$

Рассмотрим уравнение (3) при $\lambda_1 = 1$. Пренебрегая величиной $\frac{\gamma}{\gamma + 1} (\lambda_1 \xi_1 - \lambda_2 \xi_2)$ (которая имеет для рассматриваемого случая величину $6 \cdot 10^{-2} \xi$) получим:

$$\alpha + \gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_2} + \lambda_2 \right) + \gamma \cdot \lambda_2 \psi \quad (4)$$

Так как $\frac{1}{\lambda_2} + \lambda_2 \geq 2$, то $\lambda \psi \leq \frac{\alpha - 1}{\gamma}$ или

$$\int_0^L \frac{\lambda \xi}{2d} dx \leq \frac{\alpha - 1}{\gamma}, \quad (5)$$

т.е. необходимым условием существования решения уравнения (4) является соотношение (5). Знак равенства в соотношении (5) соответствует значению $\lambda_2 = 1$.

При $L > L_{\min}$, где L_{\min} определяется равенством

$$\int_0^{L_{\min}} \frac{\lambda \xi}{2d} dx = \frac{\alpha - 1}{\gamma}, \text{ вычисленным при } \lambda_1 = 1, \lambda_2 = 1 \text{ (т.е. на}$$

выходе из трубопроводов 1 и 2 скорость течения равна скорости звука, хотя при этом в трубопроводе 2 при $x < L$ она является дозвуковой), решения при $\lambda_1 = 1$ не существует, т.е. в этом случае будет $\lambda_1 < 1$, а т.к. в расширяющейся струе (см. рис. 2) при $\lambda_1 < 1$ скорость может только уменьшаться, то величина $\lambda < 1$ всюду при $x < L$, и значение $\lambda = 1$ может достигаться только на выходе из расширенной трубы.

При $L < L_{\min}$ возможны два решения, это соответствует тому, что в зависимости от давления на выходе могут быть реализованы как течения, в которых существуют сверхзвуковые зоны, так и чисто дозвуковые всюду при $x < L$.

Величина L_{\min} , например, вычисленная при $\alpha=1,2$: $\xi=2 \cdot 10^{-2}$; $\gamma=1,3$ составляет $L_{\min} \approx 20d$.

Таким образом, расчетная модель, принятая в работе, оправдана, если длина расширенной трубы $L \geq L_{\min}$, а также для случая только одной трубы ($L=0$) при любых длинах l .

Особо рассмотрим случай, когда длина выходной трубы меньше, чем L_{\min} . При этом возможны случаи, когда параметры течения на выходе могут быть указаны точно. При скорости на выходе из первой трубы $\lambda_1=1$ формально проинтегрируем уравнения (12) вдоль оси x до достижения значения $\lambda_2=1$. Тем самым будет найдена длина L_{\min} . При этом возможны 3 варианта (рис. 7)

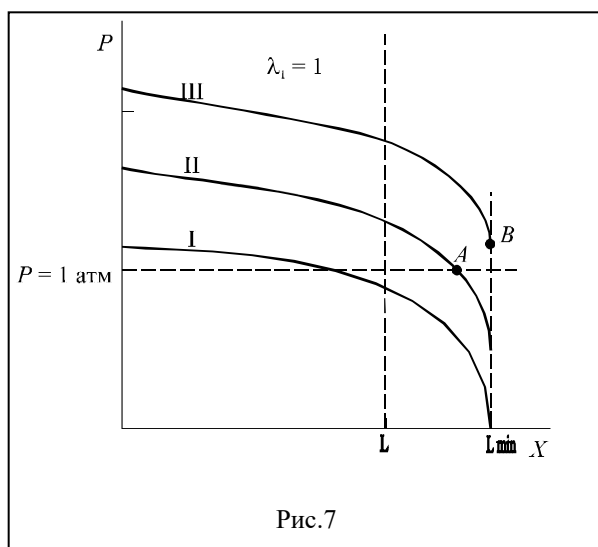


Рис.7

1. Кривая I иллюстрирует тот факт, что течение при $\lambda_1=1$ и данном начальном значении P физически невозможно, т.к. оно приводит к значению P при $x=L$ $P < 1$ атм.

Следовательно в случае 1 следует взять $\lambda < 1$ и подобрать его таким, чтобы $P(x=L)=1$ атм, используя уравнения (12).

2. Будем искать решение для реальных параметров в точке $x=L$ из уравнений:

$$\rho U = \rho_1 c_1 \frac{F_1}{F_2}$$

$$h(P, T) + \frac{U^2}{2} (1 + \xi) = H_0$$

$$P = \rho R T z = 1 \text{ атм.}$$

(При записи этих уравнений величиной $g(L_{\min}-L)$ пренебрегалось по сравнению с $U^2/2$).

Можно показать, что решение этих уравнений будет единственным. Очевидно, что это решение будет совпадать с решением, полученным в точке А кривой II. Однако, этим решением могут не исчерпываться реальные течения: в реальности возможны сверхзвуковые

течения при $P(x=L) < 1$ атм, т.е. значение $P(x=L)=1$ атм будет максимально возможным.

3. Будем искать решение в точке $x=L$, удовлетворяющее условиям:

$$\lambda = \frac{U}{c} = 1$$

$$\rho U = \rho_1 c_1 \frac{F_1}{F_2}$$

$$h + \frac{U^2}{2} (1 + 3\xi) = H_0$$

$$P = \rho R T z$$

Решение этих уравнений тоже единственно и совпадает с решением в точке В кривой III, однако также будет давать максимально возможное значение P при $x=L$, так как среди реальных течений будут возможны такие, для которых $\lambda > 1$.

Во всех трех случаях величина G будет определяться точно (в случаях II, III расход определяется условием $\lambda_1=1$)

VIII Условные обозначения

$B(T), C(T)$	– второй и третий вириальные коэффициенты
$B_{ii}, B_{ij}, C_{ii}, C_{ij}, C_{ijk}$	– смешанные вириальные коэффициенты
c_p, c_v	– изобарные и изохорные теплоемкости газа
c	– скорость газа при числе $M=1$
d	– диаметр трубы
E	– внутренняя энергия газа
F	– площадь сечения
g	– ускорение силы тяжести
H	– полная энтальпия
h	– энтальпия газа
L, l	– длина
G	– массовый расход газа
M	– число Маха
n	– число компонент
P	– давление
q	– коэффициент восстановления
R	– газовая постоянная
Re	– число Рейнольдса
R_0	– радиус трубы
r	– текущий радиус
S	– энтропия газа
T	– температура
U	– скорость
x	– продольная координата
x_i	– концентрация компонент
$y=R_0 - r$	– расстояние от стенок трубы
z	– сверхсжимаемость
$\alpha=F_2/F_1$	– степень расширения
β	– угол раскрытия диффузора
γ	– показатель адиабаты
Δ	– шероховатость трубы
η	– коэффициент потерь при входе в трубу
μ	– динамическая вязкость
ν	– кинематическая вязкость
ξ	– коэффициент трения
ρ	– плотность газа
τ	– напряжение трения
$\chi = c_p/c_v$	– отношение удельных теплоемкостей
ψ	– коэффициент полноты удара
Нижние индексы	
A	– относятся к емкости А

out	– к параметрам истекающего газа на выходе из скважины
W	– к параметрам на стенках
V	– осредненным по сечению значениям
0	– к параметрам адиабатически заторможенного газа
кр	– к критическим параметрам газа
*	– осредненным по массе параметрам
Верхние индексы	
0	– к параметрам в идеально-газовом состоянии

IX Литература

1. Berechnung von Blowoutraten in Erdgassonden. P. Vogel und C. Marx Erdoil – Erdgas, 101 Ig, Heft 10, 1985
2. Grenzschrift – Theorie, von H.Schlichting, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1967
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. ч. 1. Наука, 1991
4. Thermophysical Properties of Methane. Daniel G. Friend, James F. Ely and Hepburn Ingham. J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol 18, №2, 1989
5. Вукалович М.П., Новиков И.И. Уравнения состояния реальных газов. М.–П. Госэнергоиздат, 1948
6. Циклис Д.С. Плотные газы. М. Химия, 1977
7. Мэйсон Э., Спэрлинг Т. Вириальное уравнение состояния. М., Мир, 1972
8. Глушко В.П. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М., Наука, 1978
9. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., И.П., 1961
10. Физика простых жидкостей. Статистическая теория. М., Мир, 1971
11. Севастьянов Р.М., Чернявская Р.А. Вириальные коэффициенты метана, этана и пропана при температуре до 1500К. ИФЖ, т. 53, №4, 1987

Термодинамические свойства газа

Состав:

CH ₄ -	98.17
N ₂ -	.92
He -	.00
C ₂ H ₆ -	.55
C ₃ H ₈ -	.18
C ₄ H ₁₀ -	.07
O ₂ -	.01
C ₅ H ₁₂ -	.01
CO ₂ -	.08
H ₂ S -	.00
H ₂ O -	.00
Вышш. углеводороды -	.01

P - давление газа (в бар)
T - температура газа (в °K)
Z - коэффициент сжимаемости газа
H - энтальпия газа (в кДж/кг)
S - энтропия газа (в кДж/(кг K))
Cv, Cp - теплоемкости газа (в кДж/(кг K))
A - скорость звука в газе (в м/с)
Vis - вязкость газа (в 10⁻⁷ Па с)

T=160.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9874	315.1	9.646	1.544	2.078	326.8	61.
10.	.8583	283.8	8.340	1.673	2.594	301.3	59.
20.	.6198	222.5	7.686	2.039	6.203	252.0	61.

T=170.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9895	335.8	9.772	1.544	2.074	337.2	65.
10.	.8852	309.0	8.493	1.637	2.452	316.4	64.
20.	.7300	267.3	7.957	1.824	3.618	285.0	66.

T=180.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9911	356.6	9.890	1.545	2.072	347.3	68.
10.	.9051	333.0	8.630	1.615	2.364	330.0	69.
20.	.7888	300.0	8.145	1.734	3.024	306.6	71.
30.	.6093	246.0	7.697	1.990	6.226	271.2	77.

T=190.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9925	377.3	10.002	1.548	2.072	357.0	72.
10.	.9205	356.3	8.756	1.602	2.305	342.4	73.
20.	.8285	328.7	8.300	1.685	2.748	324.0	75.
30.	.7124	292.3	7.948	1.817	3.789	301.6	79.

T=200.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9935	398.0	10.109	1.552	2.074	366.3	76.
10.	.9327	379.2	8.873	1.595	2.266	353.9	77.
20.	.8577	355.3	8.437	1.657	2.589	339.0	80.
30.	.7708	326.6	8.124	1.741	3.168	322.5	83.
40.	.6605	288.2	7.827	1.876	4.612	303.4	90.

T=210.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9944	418.8	10.210	1.558	2.078	375.4	79.
10.	.9425	401.7	8.983	1.593	2.239	364.8	81.
20.	.8802	380.7	8.560	1.640	2.488	352.5	84.
30.	.8114	356.7	8.271	1.700	2.872	339.6	87.
40.	.7327	328.0	8.021	1.780	3.547	326.2	92.
50.	.6370	290.6	7.765	1.902	5.087	313.0	101.

T=220.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9952	439.6	10.307	1.565	2.084	384.2	83.
10.	.9505	424.0	9.087	1.594	2.221	375.0	85.
20.	.8980	405.2	8.675	1.632	2.421	364.7	87.
30.	.8418	384.5	8.400	1.676	2.699	354.4	91.
40.	.7809	361.0	8.175	1.731	3.114	344.2	95.
50.	.7135	333.7	7.966	1.801	3.791	334.9	101.
60.	.6379	300.6	7.752	1.899	5.032	328.3	111.

T=230.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9958	460.4	10.399	1.574	2.092	392.7	86.
10.	.9572	446.1	9.185	1.599	2.210	384.8	88.

T=230.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
20.	.9125	429.2	8.781	1.629	2.375	376.1	91.
30.	.8657	410.9	8.518	1.664	2.589	367.6	94.
40.	.8165	390.9	8.308	1.704	2.877	359.6	98.
50.	.7646	368.8	8.122	1.751	3.281	352.6	103.
60.	.7100	344.1	7.946	1.809	3.866	347.4	110.

T=240.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9963	481.4	0.489	1.585	2.102	400.9	90.
10.	.9627	468.2	9.279	1.606	2.205	394.1	92.
20.	.9244	452.8	8.881	1.631	2.344	386.7	94.
30.	.8849	436.4	8.626	1.659	2.515	379.7	97.
40.	.8442	418.9	8.427	1.690	2.731	373.3	101.
50.	.8025	400.1	8.255	1.725	3.007	367.8	105.
60.	.7600	380.0	8.099	1.764	3.364	363.8	111.
70.	.7175	358.3	7.950	1.809	3.820	362.3	117.
80.	.6768	335.4	7.807	1.860	4.368	364.5	126.

T=250.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9968	502.5	10.575	1.598	2.114	408.9	93.
10.	.9675	490.3	9.369	1.616	2.205	403.0	95.
20.	.9343	476.1	8.977	1.637	2.323	396.7	98.
30.	.9006	461.3	8.728	1.660	2.465	390.9	101.
40.	.8665	445.7	8.536	1.685	2.634	385.6	104.
50.	.8320	429.3	8.374	1.711	2.839	381.3	108.
60.	.7977	412.1	8.230	1.740	3.086	378.3	112.
70.	.7639	394.1	8.096	1.771	3.380	377.1	118.
80.	.7318	375.5	7.971	1.805	3.716	378.3	124.

T=260.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9972	523.7	10.658	1.612	2.128	416.6	97.
10.	.9715	512.3	9.456	1.628	2.209	411.5	99.
20.	.9427	499.3	9.068	1.646	2.312	406.1	101.
30.	.9138	485.7	8.824	1.665	2.430	401.3	104.
40.	.8848	471.7	8.638	1.686	2.568	397.0	107.
50.	.8559	457.1	8.483	1.707	2.728	393.6	110.
60.	.8275	442.0	8.347	1.729	2.912	391.3	114.
70.	.7999	426.5	8.224	1.753	3.122	390.4	119.
80.	.7737	410.6	8.109	1.777	3.354	391.4	124.

T=270.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9975	545.0	0.738	1.629	2.144	424.1	100.
10.	.9750	534.4	9.539	1.643	2.216	419.7	102.
20.	.9499	522.3	9.155	1.659	2.306	415.1	104.
30.	.9249	509.9	8.915	1.675	2.408	411.1	107.
40.	.9000	497.1	8.734	1.692	2.523	407.6	110.
50.	.8756	484.0	8.585	1.709	2.652	404.9	113.
60.	.8517	470.5	8.455	1.727	2.797	403.2	117.
70.	.8287	456.8	8.338	1.745	2.957	402.7	120.
80.	.8071	443.0	8.231	1.764	3.129	403.6	125.
90.	.7872	429.1	8.132	1.783	3.308	406.2	130.
100.	.7695	415.4	8.040	1.802	3.488	410.7	135.

T=280.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9978	566.6	10.817	1.648	2.162	431.3	103.
10.	.9780	556.7	9.620	1.660	2.227	427.5	105.
20.	.9560	545.4	9.239	1.673	2.307	423.7	108.
30.	.9343	533.9	9.002	1.688	2.395	420.3	110.
40.	.9129	522.2	8.825	1.702	2.493	417.5	113.
50.	.8920	510.2	8.680	1.716	2.601	415.4	116.
60.	.8718	498.1	8.555	1.731	2.718	414.2	119.
70.	.8525	485.8	8.444	1.746	2.845	414.0	122.
80.	.8343	473.5	8.342	1.761	2.979	415.0	126.
90.	.8176	461.2	8.249	1.776	3.118	417.3	130.
100.	.8028	449.0	8.162	1.790	3.257	421.1	135.

T=290.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9980	588.3	10.893	1.668	2.182	438.4	107.
10.	.9806	579.0	9.699	1.679	2.241	435.1	109.
20.	.9614	568.5	9.320	1.691	2.312	431.9	111.
30.	.9424	557.8	9.086	1.703	2.390	429.1	113.
40.	.9239	547.0	8.912	1.715	2.474	426.8	116.
50.	.9060	536.0	8.771	1.728	2.566	425.2	118.
60.	.8887	525.0	8.649	1.740	2.664	424.4	121.
70.	.8723	513.8	8.542	1.753	2.768	424.5	124.
80.	.8570	502.7	8.445	1.765	2.876	425.6	128.
90.	.8429	491.7	8.356	1.777	2.988	427.8	131.
100.	.8304	480.8	8.273	1.789	3.099	431.2	135.
110.	.8195	470.1	8.197	1.800	3.208	435.9	139.
120.	.8105	459.8	8.125	1.811	3.309	441.9	144.
130.	.8034	449.8	8.058	1.820	3.401	449.2	148.
140.	.7984	440.4	7.995	1.829	3.480	457.6	153.
150.	.7954	431.6	7.937	1.837	3.545	467.1	158.

T=300.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9983	610.2	0.967	1.691	2.204	445.3	110.
10.	.9828	601.5	9.775	1.700	2.258	442.5	112.
20.	.9660	591.7	9.398	1.711	2.322	439.7	114.
30.	.9495	581.7	9.167	1.722	2.391	437.4	116.
40.	.9334	571.7	8.996	1.732	2.464	435.7	118.
50.	.9179	561.6	8.857	1.743	2.543	434.5	121.
60.	.9031	551.4	8.739	1.754	2.627	434.0	124.
70.	.8891	541.2	8.635	1.764	2.714	434.3	126.
80.	.8761	531.1	8.541	1.775	2.804	435.5	129.
90.	.8642	521.1	8.455	1.785	2.896	437.7	133.
100.	.8536	511.2	8.376	1.794	2.988	440.8	136.
110.	.8444	501.5	8.303	1.804	3.078	445.1	140.
120.	.8367	492.1	8.234	1.812	3.164	450.4	143.
130.	.8306	483.0	8.170	1.820	3.243	456.8	147.
140.	.8262	474.4	8.110	1.828	3.314	464.2	152.
150.	.8235	466.2	8.054	1.834	3.375	472.5	156.

T=310.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9985	632.4	11.040	1.715	2.228	451.9	113.
10.	.9849	624.2	9.849	1.723	2.277	449.5	115.
20.	.9700	614.9	9.474	1.733	2.335	447.3	117.
30.	.9556	605.7	9.246	1.742	2.396	445.4	119.
40.	.9416	596.3	9.077	1.752	2.462	444.1	121.
50.	.9282	586.9	8.940	1.761	2.530	443.3	124.
60.	.9155	577.5	8.825	1.770	2.603	443.1	126.
70.	.9036	568.2	8.723	1.779	2.677	443.6	129.
80.	.8925	558.9	8.632	1.788	2.754	444.9	131.
90.	.8824	549.7	8.549	1.797	2.832	447.0	134.
100.	.8734	540.6	8.473	1.805	2.910	450.0	137.
110.	.8657	531.8	8.402	1.813	2.985	454.0	140.
120.	.8592	523.2	8.336	1.820	3.058	458.8	144.
130.	.8540	514.8	8.275	1.827	3.127	464.6	147.
140.	.8503	506.9	8.217	1.833	3.190	471.2	151.
150.	.8479	499.2	8.162	1.839	3.246	478.7	155.

T=320.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9986	654.8	11.111	1.741	2.254	458.4	117.
10.	.9866	647.0	9.922	1.748	2.298	456.4	118.
20.	.9736	638.4	9.549	1.757	2.351	454.5	120.
30.	.9610	629.7	9.322	1.765	2.406	453.1	122.
40.	.9488	620.9	9.155	1.774	2.465	452.1	124.
50.	.9372	612.2	9.021	1.782	2.526	451.6	126.
60.	.9263	603.5	8.907	1.790	2.589	451.7	129.
70.	.9160	594.8	8.808	1.798	2.654	452.4	131.

T=320.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
80.	.9066	586.2	8.719	1.806	2.720	453.8	133.
90.	.8980	577.8	8.638	1.813	2.787	455.9	136.
100.	.8905	569.4	8.564	1.820	2.853	458.8	139.
110.	.8839	561.3	8.496	1.827	2.919	462.5	141.
120.	.8785	553.3	8.432	1.833	2.982	467.0	144.
130.	.8742	545.7	8.373	1.839	3.041	472.3	148.
140.	.8711	538.3	8.317	1.844	3.097	478.4	151.
150.	.8692	531.2	8.264	1.849	3.148	485.1	154.

T=330.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9988	677.5	11.181	1.768	2.281	464.7	120.
10.	.9882	670.1	9.993	1.775	2.322	463.1	121.
20.	.9767	662.0	9.622	1.783	2.370	461.6	123.
30.	.9657	653.8	9.396	1.790	2.420	460.5	125.
40.	.9551	645.6	9.231	1.798	2.473	459.8	127.
50.	.9451	637.5	9.098	1.805	2.527	459.6	129.
60.	.9356	629.3	8.987	1.812	2.583	459.9	131.
70.	.9269	621.3	8.889	1.819	2.640	460.8	133.
80.	.9188	613.3	8.802	1.826	2.698	462.3	135.
90.	.9116	605.5	8.724	1.832	2.756	464.4	138.
100.	.9052	597.8	8.652	1.839	2.814	467.2	140.
110.	.8998	590.2	8.585	1.845	2.871	470.8	143.
120.	.8953	582.9	8.523	1.850	2.926	475.0	146.
130.	.8918	575.7	8.465	1.855	2.979	479.9	148.
140.	.8893	568.9	8.411	1.860	3.028	485.5	151.
150.	.8879	562.3	8.360	1.864	3.074	491.8	154.
160.	.8874	556.0	8.311	1.868	3.116	498.6	157.
170.	.8879	550.0	8.266	1.871	3.154	506.1	161.
180.	.8894	544.2	8.223	1.874	3.188	514.0	164.
190.	.8918	538.8	8.182	1.877	3.217	522.5	167.
200.	.8950	533.7	8.143	1.879	3.243	531.3	171.

T=340.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9989	700.4	11.249	1.797	2.309	470.9	123.
10.	.9896	693.5	10.063	1.803	2.347	469.6	124.
20.	.9795	685.8	9.693	1.810	2.392	468.4	126.
30.	.9698	678.1	9.469	1.817	2.437	467.6	128.
40.	.9606	670.4	9.305	1.824	2.485	467.1	130.
50.	.9520	662.8	9.174	1.830	2.533	467.2	132.
60.	.9439	655.2	9.064	1.837	2.583	467.7	134.
70.	.9364	647.7	8.968	1.843	2.634	468.8	136.
80.	.9295	640.2	8.883	1.849	2.686	470.3	138.
90.	.9235	632.9	8.806	1.855	2.737	472.5	140.
100.	.9181	625.8	8.735	1.860	2.788	475.3	142.
110.	.9136	618.7	8.670	1.865	2.838	478.7	144.
120.	.9100	611.9	8.610	1.870	2.887	482.7	147.
130.	.9072	605.3	8.553	1.875	2.933	487.3	149.
140.	.9053	598.9	8.500	1.879	2.977	492.6	152.
150.	.9043	592.7	8.450	1.883	3.019	498.4	155.
160.	.9042	586.8	8.403	1.886	3.058	504.8	157.
170.	.9049	581.2	8.359	1.889	3.093	511.7	160.
180.	.9064	575.8	8.317	1.892	3.125	519.1	163.
190.	.9088	570.7	8.277	1.894	3.153	526.9	166.
200.	.9119	565.8	8.239	1.896	3.179	535.1	170.

T=350.0

P	Z	H	S	Cv	Cp	A	Vis
1.	.9991	723.6	11.317	1.827	2.339	477.0	126.
10.	.9908	717.1	10.131	1.833	2.375	475.9	127.
20.	.9820	709.8	9.762	1.839	2.415	475.0	129.
30.	.9735	702.5	9.540	1.845	2.457	474.4	131.
40.	.9656	695.3	9.377	1.851	2.500	474.3	133.
50.	.9581	688.1	9.247	1.857	2.544	474.6	134.
60.	.9511	681.0	9.139	1.863	2.589	475.3	136.
70.	.9447	673.9	9.044	1.868	2.635	476.5	138.
80.	.9390	667.0	8.960	1.873	2.681	478.1	140.
90.	.9339	660.2	8.885	1.879	2.727	480.4	142.
100.	.9295	653.5	8.816	1.883	2.772	483.1	144.
110.	.9258	646.9	8.752	1.888	2.817	486.4	146.
120.	.9229	640.5	8.693	1.892	2.860	490.3	148.
130.	.9207	634.3	8.638	1.896	2.902	494.7	151.
140.	.9194	628.4	8.586	1.900	2.941	499.7	153.
150.	.9188	622.6	8.537	1.904	2.979	505.2	156.
160.	.9190	617.0	8.491	1.907	3.014	511.2	158.
170.	.9199	611.7	8.447	1.909	3.047	517.6	161.
180.	.9216	606.6	8.406	1.912	3.077	524.6	163.
190.	.9240	601.8	8.367	1.914	3.104	531.9	166.
200.	.9271	597.2	8.330	1.916	3.129	539.6	169.

