

УДК 532.529.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ЗАКРУТКИ НА СТРУКТУРУ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В РАСШИРЯЮЩЕМСЯ КАНАЛЕ

СЕЛЕЗНЕВ Л. И., ЦВИГУН С. Т.

Главной особенностью структуры достаточно сильно закрученных течений газа, как показали экспериментальные и теоретические исследования, является наличие в них возвратно-циркуляционных областей, конфигурация которых самым существенным образом зависит как от закона закрутки потока и условий на входе, так и от геометрии канала [1-6]. В расширяющихся каналах возникновение таких областей наиболее вероятно в приосевой зоне [7, 8]. В коротких кольцевых каналах, у которых характерные поперечный и продольный размеры являются величинами одного порядка, возвратное течение возникает в выходной части канала вдоль внутренней его стенки [6, 9]. Указанные исследования проводились применительно к однофазным газовым потокам.

В данной работе выполнено численное исследование влияния частиц конденсированной фазы на интенсивность возвратного течения и структуру потока газа в кольцевом расширяющемся канале в условиях теплового, массового и механического взаимодействия фаз. При этом решение краевой задачи проводилось методом установления. Интегрирование системы уравнений, описывающей осесимметричное нестационарное течение двухфазной среды, осуществлялось при помощи разностной схемы С. К. Годунова [10, 11]. Расчеты проводились для различных условий ввода частиц конденсированной фазы в канал.

1. В рамках модели взаимопроникающих континуумов рассматривается осесимметричное движение двухфазной среды, представляющей собой газ с диспергированными в нем каплями конденсированной фазы этого же газа. Предполагается, что капли между собой не взаимодействуют и парциальное давление конденсированной фазы равно нулю. Процессы коагуляции и дробления капель не учитываются. Параметры газовой фазы удовлетворяют уравнению состояния совершенного газа. Эффекты вязкости и теплопроводности учитывались только в процессах теплового, массового и механического взаимодействия фаз и не учитывались в собственном движении каждой из фаз. Отражение капель конденсата от стенок канала и движение жидких пленок в данной работе не рассматриваются.

Система уравнений, описывающая нестационарное осесимметричное движение двухфазной среды, с учетом указанных допущений, имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}[x_r \rho_1 \varphi_1] + \frac{\partial}{\partial x_h}[x_r \rho_1 \varphi_1 c_{1h}] = -x_r \kappa \\ & \frac{\partial}{\partial t}[x_r \rho_1 \varphi_1 c_{1j}] + \frac{\partial}{\partial x_h}[x_r \rho_1 \varphi_1 c_{1j} c_{1h}] + x_h \frac{\partial}{\partial x_j}[P \varphi_1] = x_r [\kappa c_{3j} - F_j] \\ & \frac{\partial}{\partial t}[x_r \rho_1 \varphi_1 e_{01}] + \frac{\partial}{\partial x_h}[x_h \rho_1 \varphi_1 e_{01} c_{1h}] + \frac{\partial}{\partial x_h}[x_r P \varphi_1 c_{1h}] = -x_r [F_h c_{2h} + Q + \kappa e_{0s}] \\ & \frac{\partial}{\partial t}[x_r \rho_2 \varphi_2] + \frac{\partial}{\partial x_h}[x_r \rho_2 \varphi_2 c_{2h}] = x_r \kappa \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} [x_r \rho_2 \varphi_2 c_{2j}] + \frac{\partial}{\partial x_k} [x_r \rho_2 \varphi_2 c_{2j} c_{2k}] = x_r [F_j - \kappa c_{3j}] \\
& \frac{\partial}{\partial t} [x_r \rho_2 \varphi_2 e_{02}] + \frac{\partial}{\partial x_k} [x_r \rho_2 \varphi_2 e_{02} c_{2k}] = x_r [F_k c_{2k} + Q + \kappa e_{03}] \\
& \frac{\partial}{\partial t} [x_r \rho_2 \varphi_2 d] + \frac{\partial}{\partial x_k} [x_r \rho_2 \varphi_2 d c_{2k}] = \frac{4}{3} \kappa x_r d \\
& c_{3j} = \begin{cases} c_{1j}, & \kappa > 0 \\ c_{2j}, & \kappa < 0 \end{cases}, \quad e_{03} = \begin{cases} e_{01}, & \kappa > 0 \\ e_{02}, & \kappa < 0 \end{cases}, \quad j, k = r, \theta, z \\
& e_{01} = \frac{1}{k-1} \frac{P}{\rho_1} + \frac{c_1^2}{2}, \quad e_{02} = C_{p2} T_2 + \frac{c_2^2}{2}, \quad P = R_\mu \rho_1 T_1 \\
& F = \frac{3}{4} C_f \frac{\rho_1 \varphi_2}{d} (c_1 - c_2) |c_1 - c_2|, \quad Q = \frac{6\alpha_r}{d} (T_1 - T_2) \\
& \kappa = \frac{6\varphi_2 P}{d} \left[\frac{\alpha_k}{\sqrt{2\pi R_\mu T_1}} - \frac{\alpha_e}{\sqrt{2\pi R_\mu T_2}} \right]
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь t — время; x_k ($k=r, \theta, z$) — цилиндрическая система координат; ρ, φ, P, e_0, T — плотность, объемная концентрация, давление, удельная полная энергия, температура; c_k — составляющие вектора скорости; F_k — составляющие вектора силы механического взаимодействия фаз; d — диаметр капли конденсата; Q — интенсивность теплообмена между фазами; κ — скорость конденсации; C_f — коэффициент сопротивления; α_r — коэффициент теплоотдачи на поверхности раздела фаз; α_k — коэффициент конденсации; α_e — коэффициент испарения; R_μ — газовая постоянная; C_p — удельная изобарная теплоемкость; k — показатель адиабаты; параметры с подстрочными индексами 1 соответствуют параметрам паровой фазы; с подстрочным индексом 2 — конденсированной фазе.

Для вычисления коэффициентов, характеризующих интенсивность процессов теплового и механического взаимодействия фаз, используются эмпирические зависимости [12]

$$\begin{aligned}
Nu &= 2 + 0,03 Pr^{0,38} Re^{0,54} + 0,35 Pr^{0,36} Re^{0,58}, \quad Nu = \frac{\alpha_r d}{\lambda_1} \\
C_f &= \frac{0,24}{\sqrt{Re}} + \frac{2,5}{\sqrt[4]{Re}}, \quad Pr = \frac{\mu_1 C_{p1}}{\lambda_1}, \quad Re = \frac{|c_1 - c_2| d}{v_1}
\end{aligned} \tag{1.3}$$

Здесь μ_1, v_1 — динамическая и кинематическая вязкости газа.

В данном рассмотрении предполагалось, что в термодинамическом отношении двухфазная среда находится в состоянии, слабо отличающемся от равновесия, а параметры среды — близки к параметрам на линии насыщения. Коэффициенты α_k и α_e полагались равными единице.

Течение двухфазной среды, описываемое системой уравнений (1.1) — (1.3), рассматривается в области ξ : $\xi (R_0 \leq x_r \leq R(x_z), L_0 \leq x_z \leq L_z)$, где граница $R(x_z)$ задается в следующем виде: $R(x_z) = R_h, (L_0 \leq x_z \leq L_h)$; $R(x_z) = R_h + b(x_z - L_h) (L_h \leq x_z \leq L_z)$, т. е. представляет собой конический диффузор с центральным телом. Здесь $(L_h - L_0)$ — длина цилиндрического начального участка; b — тангенс угла наклона внешней стенки канала к оси x_z (во всех вариантах расчета угол раскрытия диффузора выбирался равным 10°).

В данной работе рассматривались только дозвуковые режимы течения, при которых во всей расчетной области скорость газа меньше местной скорости звука.

Для газовой фазы на тех участках входного сечения, на которых $c_{1z} \geq 0$, задавалось распределение величин давления и плотности торможения, а также тангенциальной составляющей вектора скорости. Радиальная скорость пара в этом случае полагалась равной нулю. Если же в ячейках, примыкающих ко входному сечению, $c_{1z} < 0$, то значения тангенциальной и радиальной составляющих скорости пара сносятся на границу из центра соответствующих ячеек. Значения остальных параметров пара на этом участке входного сечения канала определяются с помощью соотношений вдоль характеристик, связывающих граничные значения параметров с их значениями в приграничных ячейках. Вдоль $(c_{1z}-a)$ характеристики $(a - \text{местная скорость звука})$ использовалось условие сохранения инварианта Римана, а вдоль линии тока — условия адиабатичности и изэнтальпийности. Указанные соотношения справедливы лишь при отсутствии взаимодействия фаз между собой. В рассматриваемых условиях для достаточно малого участка трубы тока это предположение вполне допустимо.

Для формулировки граничных условий на выходе из канала необходимо привлечь дополнительные модельные соображения. Предполагалось, что истечение из диффузора осуществляется в большой резервуар, в котором поддерживаются постоянными величины давления и плотности пара на линии насыщения при заданной температуре. Эти величины используются в качестве граничных условий в зоне обратного тока на выходе из диффузора. Кроме этого, в зоне обратного тока значения радиальной и тангенциальной составляющих вектора скорости пара полагались равными нулю. Если же на рассматриваемом участке выходного сечения канала $c_{1z} \geq 0$, то в соответствии с характеристическими свойствами исходной системы уравнений (1.1) для определения всех неизвестных функций на этом участке границы достаточно задать лишь величину статического давления пара за срезом канала, которая полагалась равной давлению пара в резервуаре. На стенках канала для газовой фазы задавались физически очевидные условия непроницаемости и проскальзывания.

Все параметры конденсированной фазы на внешней стенке и в той части выходного сечения, в окрестности которой $c_{2z} \geq 0$, определяются внутренней областью течения, и граничные условия на этих участках границы не задавались. Граничные условия не задаются и в той части входного сечения канала, где $c_{2z} < 0$. Параметры конденсированной фазы в этих случаях «сносятся» на границу из внутренней области течения. В остальной части входного сечения диффузора задавались значения всех неизвестных функций, а именно концентрация конденсированной фазы, ее вектор скорости, температура и размер капель. Вектор скорости конденсированной фазы в данной работе задавался следующим образом:

$$c_{2z} = v_{cz}c_{1z}, \quad c_{2r} = v_{cr}c_{1r}, \quad c_{2\theta} = v_{c\theta}c_{1\theta} \quad (1.4)$$

Здесь v_{cz} , v_{cr} , $v_{c\theta}$ — коэффициенты скольжения фаз друг относительно друга в направлениях осей x_z , x_r и x_θ соответственно. При этом численные значения коэффициентов скольжения во всех вариантах расчета не превышали единицу.

На внутренней стенке канала и в области обратного тока на выходе из канала задавалось условие отсутствия источника капель.

Отсутствие граничных условий на внешней стенке канала физически соответствует условию прилипания капель. Предполагалось, что капли конденсата, попадающие в процессе сепарации на внешнюю стенку, оседают на ней в виде тонкой пленки, движение которой в последующем не учитывается.

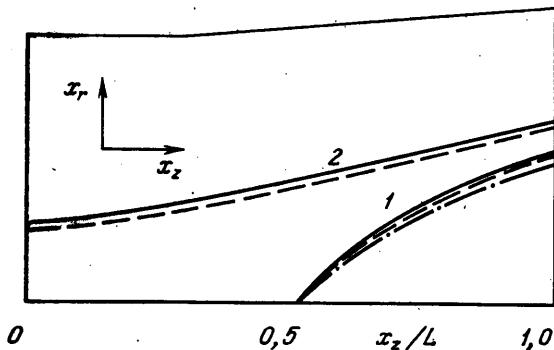
Интегрирование системы уравнений (1.1) — (1.3) применительно к рассмотренным выше граничным условиям осуществлялось с помощью явной разностной схемы первого порядка точности, разработанной на основе метода С. К. Годунова [10, 11]. При численной реализации задачи использовалась полупрямая равномерная разностная сетка. В поперечном направлении разбиение расчетной области выбиралось более густым, чем в продольном направлении, что обусловлено особенностями распределения параметров в закрученных потоках.

Полный перепад давления во всех вариантах расчета принимался равным $P_N/P_0 = 0,8$, где P_N — статическое давление газа за срезом канала; P_0 — давление торможения на входе в канал. При этом скорость газа на входе составляла величину порядка 200–300 м/с ($M \sim 0,5-0,6$).

Распределение величин давления и плотности торможения во входном сечении канала принималось однородным. Расчеты проводились для капель размером от 10 до 100 мкм; массовая концентрация капель x_2 , определяемая как $x_2 = \rho_2 \varphi_2 / (\rho_1 \varphi_1 + \rho_2 \varphi_2)$, варьировалась в пределах 0–20%. Температура капель на входе в канал выбиралась равной температуре пара на линии насыщения. В качестве конкретного примера двухфазной среды в данной работе рассматривался влажный водяной пар. Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $L_0 = 1$ м; $L_z = 2$ м; $R_0 = 1$ м; $R_h = 1,5$ м; $k = 1,3$; $P_0 = 1,5 \cdot 10^4$ н/м²; $\rho_0 = 9,975 \cdot 10^{-2}$ кг/м³; $\rho_1/\rho_2 \approx 10^{-4}$.

Проведенные исследования показали, что эффект воздействия конденсированной фазы на структуру течения определяется главным образом условиями начальной закрутки потока. При согласованной начальной закрутке потоков обеих фаз, когда векторы скорости и пара и капель во входном сечении канала совпадают по направлению, обнаружено слабое

влияние капель конденсата на интенсивность возвратного течения и конфигурацию возвратно-циркуляционной зоны. На фиг. 1 показано положение границы возвратного течения для различных условий на входе в канал. При этом $X_z = x_z/L$, где $L = (L_z - L_0)$ — длина канала. Расчеты были проведены для трех типов начальной закрутки потока при одной и той же



Фиг. 1

величине интенсивности закрутки: для распределения тангенциальной составляющей скорости по закону твердого тела (возвратное течение в этом случае не возникало); для распределения тангенциальной составляющей скорости по закону потенциального вихря (кривые 2, фиг. 1); для однородного распределения угла закрутки потока по радиусу канала (кривые 1, фиг. 1). Под углом закрутки потока i -й фазы понимается угол β_i ,

определяемый соотношением $\beta_i = \arctg(c_{i\theta}/c_{iz})$ и изменяющийся в пределах $(\pi/2; -\pi/2)$. В дальнейшем изложении используется также величина $\alpha_i = \pi/2 - \beta_i$.

В качестве меры интенсивности закрутки использовалась средняя по сечению величина циркуляции $\langle \Gamma \rangle$. Результаты, представленные на фиг. 1, получены для интенсивности закрутки потока, характеризуемой величиной $\langle \Gamma \rangle = 259 \text{ м}^2/\text{с}$. Штриховыми линиями показано положение границы возвратного течения для случая, когда начальная влажность потока была равна 9%. Штрихпунктирная линия соответствует величине влажности 50%. Сплошные линии соответствуют случаю однофазного течения пара.

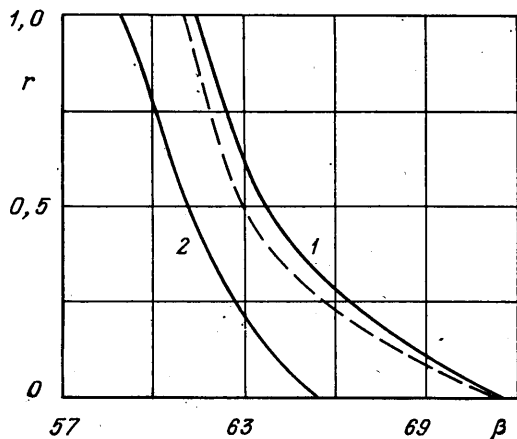
На основании анализа результатов численных расчетов было установлено, что влияние капель на интенсивность возвратного течения в основном обусловлено воздействием их на осевую и тангенциальную составляющие скорости пара (другими словами, на интенсивность и угол закрутки потока пара). Очевидно, что уменьшение осевой скорости пара способствует проникновению возвратного течения внутрь канала, а уменьшение тангенциальной скорости, наоборот, препятствует. При согласованной закрутке потоков обеих фаз и при начальном значении коэффициента скольжения фаз, меньшем единицы, наличие конденсированной фазы приводит к уменьшению и осевой и тангенциальной составляющих скорости пара. Кроме того, энергообмен пара с конденсированной фазой, как показали численные расчеты, в рассматриваемых условиях сравнительно невелик. Все это и обусловило слабое влияние влаги на структуру потока пара. Причем наиболее слабое влияние в рассматриваемых условиях оказывает влага на положение точки отрыва основного потока от внутренней стенки канала. Это вызвано, по-видимому, тем, что на всей длине канала вследствие процесса сепарации капли конденсата отсутствуют в области, примыкающей к внутренней его стенке.

Таким образом, при согласованной закрутке потоков обеих фаз действие различных факторов, определяющих структуру течения, взаимно компенсируется. Если же организовать течение таким образом, чтобы конденсированная фаза преимущественно влияла на изменение либо осевой, либо тангенциальной скорости пара, то можно ожидать существенной перестройки его структуры.

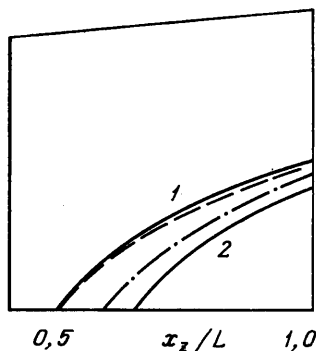
Численные расчеты были проведены для различных интенсивностей начальной закрутки потока, а также для различных величин коэффициента скольжения фаз в диапазоне 0,25—1,0. При этом углы закрутки по-

токов обеих фаз оставались по-прежнему одинаковыми. Проведенные расчеты также не обнаружили сколь-нибудь заметного изменения характера влияния дискретной фазы на структуру течения. Это подтверждает вывод о том, что в рассматриваемых условиях только рассогласование фаз по углу начальной закрутки может привести к значительному усилению влияния влаги на структуру потока.

Согласно принятому в данной работе способу задания граничных условий, составляющие вектора скорости дискретной фазы во входном сечении канала задаются с помощью коэффициентов скольжения v_{cz} , v_{cr} , v_{co} . При проведении расчетов варьировалась величина коэффициента скольжения по тангенциальной составляющей скорости. Коэффициенты сколь-



Фиг. 2



Фиг. 3

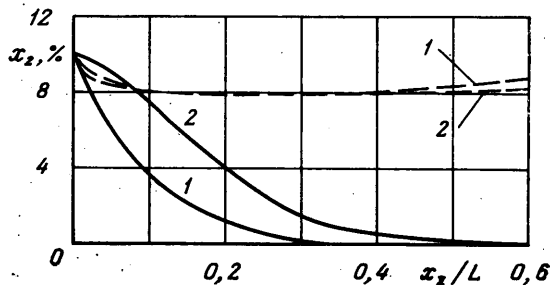
жения по остальным составляющим скорости оставались постоянными и равными 0,75. Угол закрутки потока капель β_2 при этом изменялся в пределах $+65^\circ - -65^\circ$. Угол закрутки потока пара β_1 во всех вариантах расчета был равен 65° .

На фиг. 2 показаны профили угла закрутки потока пара на входе в расширяющуюся часть канала для некоторых вариантов расчета. В качестве безразмерного радиуса (ось ординат) использована величина $r = (x_r - R_0) / (R_h - R_0)$. Кривая 1 соответствует случаю согласованной закрутки потоков обеих фаз ($\beta_1 = \beta_2 = 65^\circ$) при начальной влажности $x_{2h} = 9\%$. Штриховая линия также соответствует случаю $\beta_1 = \beta_2 = 65^\circ$, но при $x_{2h} = 20\%$. Кривая 2 получена при следующих значениях параметров: $\beta_2 = -65^\circ$; $x_{2h} = 9\%$.

Положение границы возвратно-циркуляционной зоны (для рассмотренных случаев) показано на фиг. 3.

Увеличение эффективности воздействия влаги на возвратное течение при рассогласовании углов начальной закрутки потоков пара и капель объясняется не только перестройкой поля течения паровой фазы, но и соответствующим перераспределением капель влаги в рассматриваемом канале. Как показали проведенные расчеты, уменьшение угла закрутки потока капель и последующая закрутка его в противоположном направлении при неизменных условиях закрутки для пара приводит к росту концентрации капель в окрестности внутренней стенки канала (фиг. 4), что обусловлено уменьшением их тангенциальной скорости и снижением эффекта сепарации. Сплошными линиями на фиг. 4 показано изменение массовой концентрации капель x_2 вдоль внутренней стенки канала; штриховыми — вдоль внешней стенки. При этом кривые 1 получены при $\beta_1 = \beta_2 = 65^\circ$, т. е. соответствуют случаю согласованной закрутки потоков обеих фаз, а кривые 2 получены при $\beta_1 = 65^\circ$, $\beta_2 = -65^\circ$.

Поскольку в рассматриваемых условиях возвратное течение возникает именно вдоль внутренней стенки канала, то наиболее сильное влияние на структуру течения оказывают те капли, которые движутся в непосредственной близости от внутренней стенки. Это подтверждается результатами расчета, проведенного для условий неравномерного распределения ка-



Фиг. 4

пель во входном сечении канала. При этом около 50% влаги было сосредоточено в периферийной области толщиной $0,1 \cdot (R_h - R_0)$. Уменьшение концентрации влаги у внутренней стенки канала при неизменном среднем по сечению ее значении привело к заметному снижению эффекта воздействия влаги на положение границы возвратного течения (см. фиг. 3, штрихпунктирная линия).

Таким образом, при соответствующем выборе начальных условий закрутки и распределения влаги по сечению канала впрыскивание в поток пара даже сравнительно небольшого количества влаги может вызвать заметное изменение интенсивности возвратного течения. При соответствующем подборе параметров можно, по-видимому, с помощью капель влаги добиться полного подавления возвратного течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lewellen W. S., Burns W. J., Strickland H. J.* Transonic swirling flow.— AIAA Journal, 1969, v. 7, № 7, p. 1290—1297. (Рус. перев.: Левеллен, Бернс, Стрикленд. Околозвуковое течение с закруткой.— Ракетная техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 7, с. 92—101).
2. *Славянов Н. Н.* Теоретическое исследование закрученных течений идеального газа в сопле Лавалья.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 6, стр. 85—92.
3. *Рычков А. Д.* Расчет закрученного течения идеального газа в сопле Лавалья.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5, с. 72—76.
4. *Рагозин Ю. Н.* Результаты экспериментального исследования структуры закрученного газового потока в сужающихся соплах.— В кн.: Неоткор. вопр. исслед. вихревых эффектов и его пром. применения. Куйбышев, 1974, с. 167—170.
5. *Liere F.* Untersuchungen über das Verhalten von Drallströmungen in Kegeldiffusoren.— Maschinenbautechnik, 1963, B. 12, № 3, S. 137—147.
6. *Топунов А. М., Егоров В. В., Погодин Ю. М., Тихомиров Б. А.* Расчет осесимметричного потока в осевых турбинных ступенях на основном и долевых режимах.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1979, № 5, с. 148—155.
7. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
8. *Colditz M.* Rechenansätze für das Strömungsfeld in Konvergierend—divergierenden Dralldüsen.— Forsch. Ingenieurw., 1974, B. 40, № 3, S. 81—86.
9. *Киселев Л. Е.* Исследование кольцевых сопловых решеток ступеней осевых турбин большой верности при дозвуковых скоростях: Дис. на соискание уч. ст. канд. тех. н. М.: МЭИ, 1965.
10. *Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П.* Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отходящей ударной волной.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 6, с. 1020—1050.
11. *Копченко В. И., Крайко А. Н.* Решение в рамках двухжидкостной модели прямой задачи о двухфазном течении в сопле Лавалья.— Тр. Ин-та механ. МГУ, 1974, № 32, с. 96—108.
12. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.

Москва

Поступила в редакцию
20.V.1982