УДК 621.455

А.А.Жирнов, Г.И.Горелов, С.П.Азекаев

ВИХРЕВОЙ ТЕРМОХИМИЧЕСКИЙ РЕАКТОР

Для интенсификации процессов тепломассообмена в химической технологии и энергетике находят широкое применение устройства, в которых используются закрученные потоки. Эффективность работы таких вихревых термохимических реакторов в значительной степени определяется гидродинамическими характеристиками ограниченного вихревого стока, зависящими в значительной степени от геометрических характеристик проточной части реактора [1,2].

Рассмотрим влияние геометрических характеристик проточной части вихревого термохимического реактора на аэродинамические характеристики ограниченного вихревого стока. Геометрические характеристики проточной части вихревого реактора определяются профилем его торцевых стенок, который может быть получен из следующей системы уравнений: состояния $P=\rho RT$, неразрывности $G=\rho v_r S$ и условия равновесия закрученного потока $dP/dr=\rho v_\tau^2/r$.

Система уравнений для случая плоского установившегося стока сводится к дифференциальному уравнению вида

$$\left(KM_{\tau K}^2 \frac{T_K}{T} \frac{r_K^{2n}}{r^{2n}}+1\right)\frac{dr}{r}+\frac{dh}{h}+\frac{dv_r}{v_r}-\frac{dT}{T}=0, \qquad (1)$$

где $M_{\tau K}$, T_K – число Маха и температура потока на входе в реактор, r_K – начальный радиус вихревого реатора, v_τ – тангенциальная компонента полного вектора скорости, изменение которой по радиусу вихревого устройства описывается зависимостью $v_\tau r^n=C$; $v_r=-Q/(2\pi rh)$ – радиальная скорость.

Уравнение (I) позволяет профилировать торцевые стенки вихревого реактора в зависимости от параметров потока на входе в реактор, градиентов температуры и радиальной компоненты полного вектора скорости по радиусу реактора. Рассмотрим частные решения уравнения (I).

I. Профилирование торцевых стенок вихревого реактора из условия постоянства радиальной скорости потока и изотермического распределения температуры по радиусу, т.е. $v_r(r)=C$, $T(r)=C$

Тогда уравнение (I) примет вид

$$\left(kM_{\tau k}^2 \frac{r_k^{2n}}{r^{2n}} + 1\right)\frac{dr}{r} + \frac{dh}{h} = 0. \quad (2)$$

Интегрируя выражение (2) от r_k до r и от h_k до h, получим

$$h = \frac{h_k r_k}{r} exp\left[-\frac{1}{2n} kM_{\tau k}^2 \left(1 - \frac{r_k^{2n}}{r^{2n}}\right)\right] \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что раскрытие вихревого термохимического реактора при постоянстве радиальной скорости и изотермическом характере распределения температуры по радиусу увеличивается с увеличением скорости несущего потока на входе в него, уменьшением радиуса выходного отверстия сопла и уменьшается с увеличением отклонения в распределении тангенциальной скорости по радиусу вихревого реактора от потенциального вихревого стока.

2. Профилирование торцевых стенок вихревого термохимического реактора при степенном законе изменения радиальной скорости $V_r = B/r^m$ по радиусу реактора и изотермическом потоке.

Интегрируя уравнение (I) в тех же пределах, получим

$$h = h_k \left(\frac{r_k}{r}\right)^{1-m} exp\left[-\frac{1}{2n} kM_{\tau k}^2 \left(1 - \frac{r_k^{2n}}{r^{2n}}\right)\right]. \quad (4)$$

При $m = 0$ и $V_r = B$ уравнение (4) сводится к уравнению (3). При $m = 1$ радиальная скорость потока по радиусу реактора изменяется по гиперболическому закону, тогда уравнение (4) примет вид

$$h = h_k exp\left[-\frac{1}{2n} kM_{\tau k}^2 \left(1 - \frac{r_k^{2n}}{r^{2n}}\right)\right]. \quad (5)$$

При гиперболическом законе изменения радиальной скорости по радиусу вихревого термохимического реактора высота реактора не является величиной постоянной по радиусу, а зависит от скорости вихревого потока на входе в реактор, степени отклонения распределения тангенциальной скорости по радиусу реактора от потенциального вихревого стока, природы несущей среды.

3. Распределение радиальной скорости по радиусу вихревого реактора с плоскими торцевыми стенками постоянной высоты при изо-

термическом потоке в нем. Решение уравнения (I) при этих условиях имеет следующий вид

$$V_r = V_{rк} \frac{r_к}{r} \exp\left[-\frac{1}{2n} k M^2_{\tau к}\left(1-\frac{r_к^{2n}}{r^{2n}}\right)\right] \tag{6}$$

Из сказанного следует, что, изменяя геометрические характеристики проточной части вихревого реактора, можно получить необходимые аэродинамические характеристики вихревого ограниченного стока, которые в значительной степени определяют характер распределения частиц в объеме реактора.

Траекторию движения частицы в плоском ограниченном стоке рассмотрим при общепринятых допущениях. Радиус равновесной орбиты частицы найдем из условия равновесия сил сопротивления и центробежной для установившегося движения [3]. Полагая, что радиус равновесной орбиты частицы максимальных размеров d_{max} равен начальному радиусу вихревого реактора $r_к$, радиус равновесной орбиты частицы минимальных размеров d_{min}, удерживаемой в вихревом реакторе, равен радиусу осевого выходного отверстия r_τ, режим обтекания частиц близок к стоковому, а коэффициент динамической вязкости пропорционален корню квадратному из температуры [4], получим спектр частиц, удерживаемых в объеме вихревого реактора при условии постоянства расхода несущего потока по радиусу реактора:

$$\frac{d_{max}}{d_{min}} = \left(\frac{r_к}{r}\right)^{\frac{2n+1}{2}} \left(\frac{T_к}{T}\right)^{3/4} \left(\frac{P_c}{P_к}\right)^{1/2} \left(\frac{r_c h_c}{r_к h_к}\right)^{1/2}. \tag{7}$$

Можно показать, что спектр частиц, удерживаемых в объеме вихревого реактора с профилированными торцевыми стенками шире, чем в вихревом реакторе с плоскими торцевыми стенками. Изменение диаметра и радиуса равновесной орбиты частицы постоянной плотности с начальным диаметром d_o и начальным радиусом равновесной орбиты r_o определим из выражения (7) для тех же допущений:

$$\frac{d_o}{d_i} = \left(\frac{r_o}{r_i}\right)^{\frac{2n+1}{2}} \exp\left[-\frac{1}{4n} k M^2_{\tau к}\left(1-\frac{r_o^{2n}}{r_i^{2n}}\right)\right] \tag{8}$$

Частицы горючего в вихревом реакторе подвергаются как силовому, так и термическому воздействию за счет лучистого и конвективного теплообменов из ядра горения. В результате этого воздействия частицы изменяют свои равновесные орбиты в процессе испарения и горения. Линейная зависимость квадрата диаметра испаряющейся или горящей по диффузионному механизму частицы от времени установлена Срезневским [5]. Радиус равновесной орбиты определим из формулы (7) как

$$\frac{r_i}{r_o} = \left(1 - \frac{K\tau}{d_o^2}\right)^{\frac{1}{2n+1}} \left(\frac{T_o}{T_i}\right)^{\frac{3}{2(2n+1)}} \left(\frac{P_i}{P_o}\right)^{\frac{1}{2n+1}} \left(\frac{r_i h_i}{r_K h_K}\right)^{\frac{1}{2n+1}} \quad (9)$$

Можно показать, что при одинаковых начальных геометрических размерах испаряющихся капель за одинаковые промежутки времени радиус равновесной орбиты частицы в вихревом реакторе с плоскими торцевыми стенками убывает интенсивнее, чем радиус равновесной орбиты частицы в вихревом реакторе с торцевыми стенками, имеющими форму гиперболоида вращения. Таким образом, вихревой термохимический реактор с профилированными торцевыми стенками по сравнению с вихревыми термохимическими реакторами с плоскими торцевыми стенками позволяет получить необходимые аэродинамические характеристики ограниченного вихревого стока, обеспечивая тем самым необходимые условия для высокоэффективной организации процессов тепломассообмена в реакторе.

Библиографический список

I. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск:Наука, I98I.

2. Волчков Э.П., Кардаш А.П., Терехов В.И. Гидродинамика вихревой камеры с гиперболическими торцевыми крышками//Изв.СО АН СССР. Сер.техн.наук. I98I. № I3. Вып.3.

3. Горелов Г.И., Жирнов А.А. Вихревая камера сгорания с профилированными торцевыми стенками//Изв.СО АН СССР. Сер.техн.наук. I98I. № 3. Вып.4.

4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.:Наука, I970.

5. Основы практической теории горения/Под ред.В.П.Померанцева. Л.:Энергия, I973.