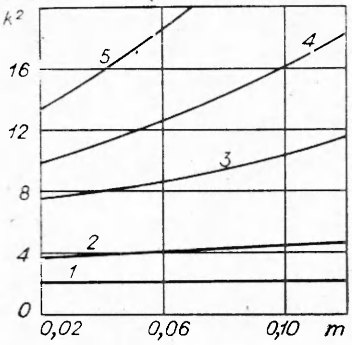

Рис. 2

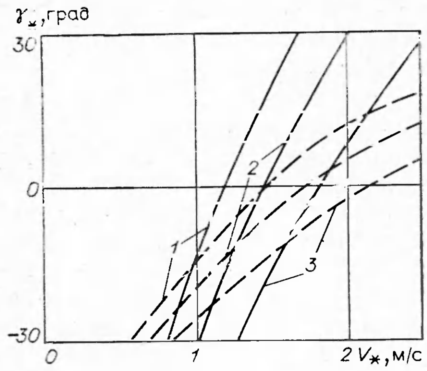

Рис. 3

вычисления k^2 в зависимости от m и числа Пекле, результаты которых представлены на рис. 2: линии *1—5* соответствуют Ре = 0,1; 2; 5; 7; 10. На основании вышеуказанных вычислений рассчитаны критические скорости обработки металлов непрерывным ортогональным резанием, необходимые для образования пилообразной (циклической) [6] стружки. На рис. 3 изображены границы перехода к неустойчивому стружкообразованию, связанному с явлением локализованного термопластического сдвига [1], для стали 2Х18Н9Т (при $m = 0{,}06$) в зависимости от значений скорости обработки V_*, главного переднего угла резца γ_* и φ — угла наклона условной плоскости сдвига. Кривые *1—3* отвечают $h = 1{,}2\cdot10^{-4}$, $1{,}0\cdot10^{-4}$, $0{,}8\cdot10^{-4}$ м — линейному размеру области основных деформаций в зоне стружкообразования (приблизительно равному 0,1 толщины среза); $\varphi = 20$ и $35°$ для сплошных и для штриховых линий. Области неустойчивого резания расположены справа от кривых.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Рехт Р. Ф.** Разрушающий термопластический сдвиг // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. Е.— 1967.— Т. 31, № 2.
2. **Burns T. J., Grady D. E., Costin L. S.** On a criterion for thermo-plastic shear instability.— N. Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.
3. **Bai Y. L.** Termo-plastic instability in simple shear // J. Mech. Phys. Solids.— 1982.— V. 30, N 4.
4. **Волчков В. М., Виноградов М. А., Козлов А. А.** Об устойчивости упругопластических течений // ПМТФ.— 1977.— № 6.
5. **Королев Г. А.** О массообмене между сферической частицей и жидкостью при малых числах Пекле // ИФЖ.— 1982.— № 1.
6. **Талантов Н. В., Черемушников Н. П.** Температурно-деформационная природа процесса резания // Технология и автоматизация машиностроения.— Волгоград, 1977.

г. Волжский *Поступила 7/XII 1989 г.*

УДК 532.522.2: 519.63

В. И. Васильев, С. Н. Закотенко

О МОДЕЛИРОВАНИИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВТОРИЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ПРОЦЕСС СМЕШЕНИЯ В КАНАЛЕ

1. Для интенсификации процесса смешения двух потоков в канале в ряде случаев перед общей камерой устанавливаются профилированные насадки лепестковой формы типа, изображенного на рис. 1. Такие насадки имеют развитый периметр среза и за счет этого увеличивают суммарную интенсивность турбулентного обмена, кроме того, при обтекании профилированной поверхности могут формироваться сильные вторичные течения, которые также способствуют перемешиванию.

В [1, 2] предложен метод расчета смешения потоков при наличии интенсивных поперечных перетеканий, основанный на численном интегрировании параболических уравнений, и поэтому перетекания в сечении входа в камеру необходимо задать. В [2] для этой цели использованы результаты эксперимента [3]. В данной же работе предлагается упрощенный способ моделирования вторичных течений. Для этого решается вспомогательная задача обтекания насадка трехмерными потоками идеального газа с тангенциальным разрывом за кромкой и находится поле поперечных скоростей на его срезе. В силу того что в смесительных устройствах с лепестковыми насадками числа Маха обычно невелики ($\leqslant 0{,}5$), указанную задачу допустимо решать в приближении несжимаемой жидкости.

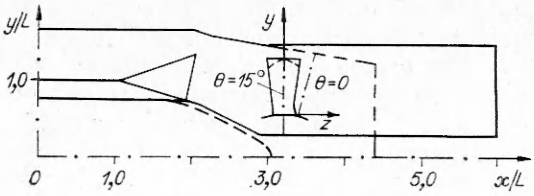

Рис. 1

2. Рассмотрим вспомогательную задачу для кольцевого канала (или канала прямоугольного сечения), у которого входная и выходная части имеют цилиндрическую форму (рис. 1, контур показан сплошной линией). При моделировании реального смесительного устройства (штриховая линия) можно считать, что к входному и выходному сечениям пристыкованы цилиндрические участки бесконечной протяженности. Поверхность разделителя двух потоков на входном участке представляет собой поверхность кругового цилиндра (или плоскость), а ее профилированный участок может быть описан зависимостями вида

$$y = Y(x, t),\ z = Z(x, t), \tag{2.1}$$

где x, y, z — декартовы координаты; t — параметр (например, полярный угол в плоскости yz); функции Y, Z периодичны по t. За задней кромкой разделителя вводится поверхность тангенциального разрыва, которая считается относящейся к классу поверхностей вида (2.1). Задняя кромка разделителя лежит либо в сечении $x = \mathrm{const}$ (при прямом срезе), либо (при косом срезе) на конической поверхности $\alpha(y^2 + z^2) = (\mathrm{const} - x)^2$ (для прямоугольного канала — в плоскости $x + \alpha y = \mathrm{const}$).

Параметры под разделителем в дальнейшем обозначаются индексом 1, над разделителем — 2. Течение в каналах 1 и 2 считается потенциальным. С учетом того, что входной и выходной участки цилиндрические, потоки на входе ($x \to -\infty$) и выходе ($x \to +\infty$) равномерные, а поверхность тангенциального разрыва при $x \to +\infty$ асимптотически приближается к цилиндрической. Краевые задачи для определения потенциалов скорости φ в каналах 1 и 2 могут быть сформулированы в виде

$$\frac{\partial^2\varphi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi_i}{\partial z^2} = 0, \quad i = 1,\ 2; \tag{2.2}$$

$$x = x_0,\ \frac{\partial\varphi_i}{\partial x} = -U_i;\ x = x_e;\ \varphi_i = 0,\ \mathbf{r} \in S,\ \frac{\partial\varphi_i}{\partial n} = 0,\ i = 1,\ 2. \tag{2.3}$$

Здесь $\partial/\partial n$ — производная по нормали к обтекаемой поверхности; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки; U — скорость однородного потока на входе. Вектор скорости $\mathbf{V}$ с составляющими V_x, V_y, V_z равен градиенту φ с обратным знаком ($\mathbf{V} = -\nabla\varphi$), V — модуль скорости. Первые два условия в (2.3), вообще говоря, должны быть снесены в бесконечность, т. е. $x_0 \to -\infty$, $x_e \to +\infty$, однако при численном решении задачи приходится рассматривать конечную область, а параметры x_0 и x_e выбирать так, чтобы решение не зависело от их значения.

Для определения формы поверхности тангенциального разрыва следует воспользоваться условием непрерывности статического давления. С помощью интеграла Бернулли это условие сводится к

$$V_1^2 - V_2^2 = D_p. \tag{2.4}$$

Постоянная D_p заранее неизвестна, поскольку рассматривается задача с заданными расходами жидкости, а перепад полных давлений, пропорциональный левой части (2.4), должен определяться. Параметр D_p

можно найти, потребовав выполнения условия конечности скорости у задней кромки (постулат Чаплыгина — Жуковского).

Явная функциональная зависимость распределения скорости от параметров, определяющих форму тангенциального разрыва, в общем случае неизвестна. Поэтому обратить соотношение (2.4) не удается, и поверхность тангенциального разрыва находится с помощью итераций, которые выполняются так, чтобы в конечном счете удовлетворялись условия непротекания (последнее условие в (2.3)) и соотношение (2.4) на разрыве. В качестве начального приближения задается поверхность, которая гладко сопрягается с поверхностью разделителя у задней кромки, т. е. общая обтекаемая поверхность каналов 1 и 2 есть поверхность Ляпунова. Решаются краевые задачи (2.2), (2.3), в результате находятся распределения потенциала и скорости на поверхности. Затем осуществляется пересчет координат точек поверхности разрыва по формуле

$$\Delta \mathbf{r}(x, t) = \left(\left[V_c^2(t)\right] - \left[V^2(x, t)\right]\right)\cdot \mathbf{n}\cdot\gamma, \tag{2.5}$$

где $\Delta\mathbf{r}$ — приращение координат точки поверхности, описываемой соотношениями (2.1); $\mathbf{n}$ — нормаль, внешняя по отношению к потоку 1; квадратные скобки обозначают разницу параметров потоков 1 и 2; γ — итерационный параметр; V_c — распределение модуля скорости вдоль кромки. После того, как найдено новое положение поверхности разрыва, вся процедура повторяется, и так до сходимости. Для решения краевых задач (2.2), (2.3) в данной работе применялся метод граничных интегральных уравнений [4].

3. Для проверки итерационного метода рассматривались две модельные задачи. В первой рассчитывалось течение в плоском канале постоянной ширины H с разделителем, поверхность которого составлена из участков плоскостей: $y/L = 1$ при $x \leqslant -1$, $y - \operatorname{tg}\alpha\cdot x = 0$ при $-1 \leqslant x \leqslant 0$. За характерную длину L выбирается проекция отклоненной хвостовой части разделителя на ось x, $H/L = 2$, нижняя стенка расположена при $y = 0$, $\alpha = 15°$. Для такого канала можно найти частное аналитическое решение. Действительно, область течения в плоскости $\eta = x + iy$ может быть с помощью интеграла Кристофеля — Шварца отображена на верхнюю полуплоскость вспомогательной комплексной переменной ξ:

$$\eta - \eta_c = \frac{2}{\pi}\int\limits_c^{\xi}\left(\frac{\tau - b}{\tau - a}\right)^{\alpha/\pi}\left(\frac{\tau - c}{\tau^2 - 1}\right)d\tau \tag{3.1}$$

(η_c — координата точки задней кромки). Параметры преобразования можно найти из соотношений

(3.2)

$$\left(\frac{1-b}{1-a}\right)^{\alpha/\pi}(1-c) = 1, \quad \left(\frac{1+b}{1+a}\right)^{\alpha/\pi}(1+c) = 1, \quad \int\limits_0^b\left(\frac{b-\tau}{\tau - a}\right)^{\alpha/\pi}\left(\frac{\tau - c}{1-\tau^2}\right)d\tau = \frac{\pi}{2},$$

причем $-1 < a < c < 0 < b < 1$. Считая угол α малым, получим отсюда $b = -a = \sqrt{1 - \exp(-\pi)} + O(\alpha)$, $c = -\frac{\alpha}{\pi}\ln\left(\frac{1+b}{1-b}\right) + O(\alpha^2)$. Последующее уточнение находится с помощью соотношений (3.2) численно. Отметим, что интеграл здесь неособый.

Комплексный потенциал неразрывного течения в канале в верхней полуплоскости ξ есть потенциал течения от двух источников:

$$\chi = \varphi + i\psi = \frac{U_1}{\pi}\left[\ln(\xi - 1) + \frac{1+c}{1-c}\ln(\xi + 1)\right] \tag{3.3}$$

(ψ — функция тока). Решение (3.3) удовлетворяет постулату Чаплыгина — Жуковского и является частным случаем, описывающим поток в канале с разделителем при $D_p = 0$ (при указанных значениях геометрических параметров это отвечает условию $U_2/U_1 = 0{,}46$). Вычислив корень

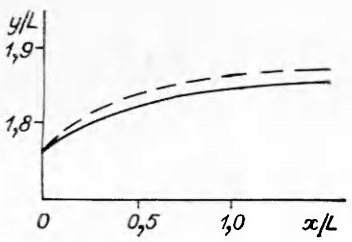

Рис. 2

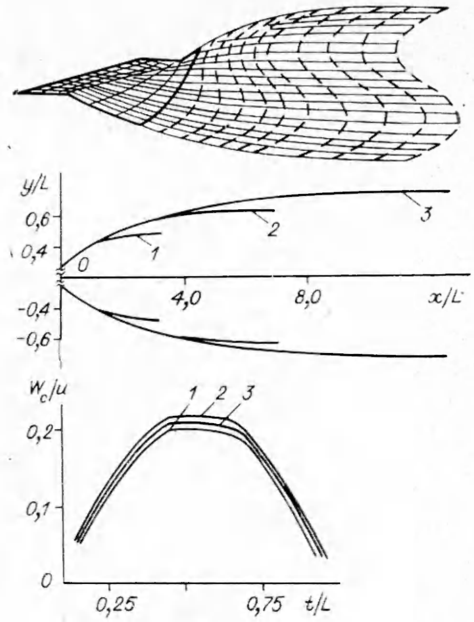

Рис. 3

уравнения $\mathrm{Im}\,\chi = U_1$, получим образ линии тока, выходящей из задней кромки, а после вычисления интеграла (3.1) определяется ее положение в физической плоскости.

На рис. 2 указанное решение (сплошная линия) сопоставлено с численным расчетом (штриховая). Несмотря на то что численный расчет проводился на довольно грубой сетке, когда разделительная линия разбивалась всего на пять участков, соответствие численного и точного решений вполне удовлетворительное, погрешность определения разделительной линии составляет 2 %, а погрешность определения полей скорости при этом порядка 3 %.

Во втором примере в такой же канал помещался разделитель, поверхность которого описывается соотношениями

$$\frac{y}{L} = 0 \text{ при } \frac{x}{L} \leqslant -1, \quad \frac{y}{L} = \left(\frac{x}{L}\right) \mathrm{tg}\,(15^\circ) \cos\left(\pi \frac{z}{0{,}75L}\right) \text{ при } -1 \leqslant \frac{x}{L} \leqslant 0,$$

при этом $0 \leqslant z/L \leqslant 0{,}75$. Течение в таком канале существенно трехмерное, периодическое по z с периодом, равным 1,5. Исследовался случай течения $U_2/U_1 = 1$, что в данной ситуации отвечает $D_p = 0$.

На рис. 3 представлен общий вид поверхности разделителя и тангенциального разрыва (в верхней части), выделен участок в полпериода по z. Интересно отметить, что поверхность разделителя описывается зависимостью вида $y = Y(x, z)$, но поверхность разрыва относится к более общему классу (2.1), когда линия пересечения этой поверхности с плоскостью yz есть параметрическая кривая.

На данном примере исследовалось влияние положения входной и выходной границ вычислительной области на результат. Если длина входных цилиндрических участков $\Delta x/L > 1$, то результат практически не зависит от значения x_0. Существеннее влияет положение выходной границы. На рис. 3 в средней части приведены линии пересечения поверхности разрыва с плоскостями $z = 0$ и $z/L = 0{,}75$, полученные при разных положениях выходной границы (линии *1—3* для $x_e/L = 5{,}3$; 9,3; 14,6). Видно, что выход на асимптоту происходит медленно, а для получения асимптотического положения концевой части поверхности разрыва необходимо брать $x_e/L \geqslant 15{,}0$. Однако как форма поверхности вблизи кромки, так и распределение поперечной скорости в сечении среза разделителя оказываются довольно слабо чувствительными к положению выходного сечения. Последнее положение иллюстрирует распределение поперечной скорости $W_c = \sqrt{V_y^2 + V_z^2}$ вдоль кромки разделителя в сечении $x = 0$, полученное при трех значениях x_e/L (в нижней части рис. 3). Наблюдается сходимость с увеличением x_e, и для определения поперечных перетеканий с практически приемлемой относительной точностью 5 % можно располагать выходное сечение при $x_e/L \sim 5{,}0$, и тем самым избежать избыточных вычислительных затрат.

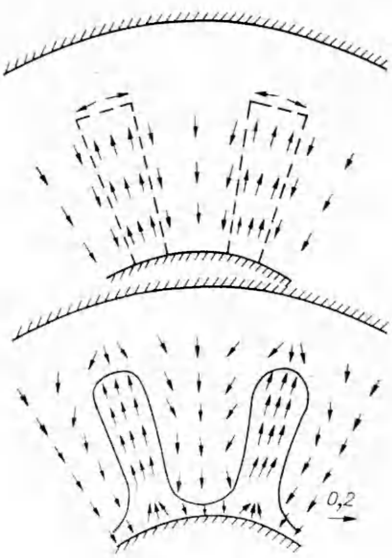

Рис. 4

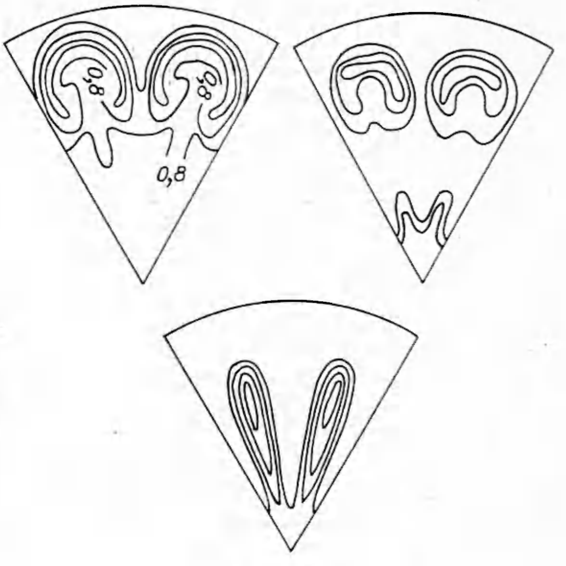

Рис. 5

4. Для изучения возможностей моделирования воздействия вторичных перетеканий на процесс смешения рассматривалось течение в смесительном устройстве, показанном на рис. 1 (штриховой контур). Это течение рассчитывалось в [2], где указаны и значения всех параметров, определяющих режим течения. Поле скоростей в проекции на поверхность среза насадка $\mathbf{W}_c$ в [2] заимствовано из эксперимента [3]. В данной работе повторен расчет по методике [2], но $\mathbf{W}_c$ находилось при этом из решения вспомогательной задачи.

К реальному смесительному устройству пристыковывались входной и выходной цилиндрические участки (сплошная линия на рис. 1), длина которых выбрана в соответствии с результатами методических исследований. Некоторые малосущественные детали формы лепестка, скругления углов и др. в расчете не воспроизводились (см. рис. 1). Параметр U_2/U_1 полагался равным 0,62, что отвечает отношению скоростей на входе в общую камеру, равному 0,86. Рассчитанное распределение $\mathbf{W}_c/u$ (u — составляющая скорости по нормали к поверхности среза) оказывается подобным полученному в эксперименте, о чем свидетельствует сопоставление на рис. 4, где вверху показаны результаты расчета, а внизу — эксперимента.

Результаты расчета изолиний температуры торможения на выходе из смесительной камеры с начальными условиями для поперечных перетеканий, определенные указанным выше способом, представлены на рис. 5 (вверху слева). Здесь же (вверху справа) показаны экспериментальные данные и внизу результаты расчета без учета перетеканий. Видно, что если перетекания не учитываются, то расчет качественно не согласуется с опытом. При учете перетеканий имеется качественное и удовлетворительное количественное соответствие, как в [2].

Таким образом, для моделирования вторичных течений за лепестковыми насадками на входе в смесительную камеру допустимо использовать модель потенциальных течений с тангенциальным разрывом.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Васильев В. И., Крашенинников С. Ю.** К расчету трехмерного слаборасширяющегося течения в струе и канале // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 4.
2. **Васильев В. И.** Расчет трехмерного течения в сопле со смешением при существенном влиянии завихренности // ИФЖ.— 1988.— Т. 54, № 4.
3. **Anderson B., Povinelli L., Gerstenmaier W.** Influence of pressure driven secondary

flows on the behavior of turbofan forced mixers.— N. Y., 1980.— (Paper/AIAA; № 1198).
4. Метод граничных интегральных уравнений/Под ред. Т. Круза, Ф. Риццо.— М.: Мир, 1978.

г. Москва *Поступила 7/VIII 1989 г., в окончательном варианте — 28/XI 1989 г.*

УДК 539.56

В. П. Ларионов, Я. С. Семенов

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНООСНОНАГРУЖЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ

Практически все конструкции и материалы неоднородны по своей структуре. В одних случаях это обусловлено технологией изготовления материалов, в других — введением второй фазы с целью создания новых свойств материалов. Независимо от того, какими свойствами будет обладать материал, эти неоднородности станут концентраторами напряжений, которые сильно влияют на температуру вязкохрупкого перехода. При различных видах нагружения материалов с концентраторами напряжений температура вязкохрупкого перехода всегда смещается в сторону положительных температур [1, 2].

В связи с этим предлагается изучение одноосненагруженных образцов с помощью мессбауэровской спектроскопии. Выбраны ферромагнитные материалы, имеющие спектр с хорошо разрешенным зеемановским секстетом. На таких спектрах легко разрешимы электрические квадрупольные и магнитные дипольные сверхтонкие взаимодействия, изменения магнитной текстуры, релаксационные явления [3], а значит, и изменения электронной структуры при одноосном нагружении.

Методика и результаты эксперимента. Для мессбауэровских исследований одноосненагруженных образцов разработан станок, состоящий из подвижного и неподвижного зажимов. Подвижный зажим соединен с устройством нагружения, задающим величину приложенного напряжения.

Образцы были изготовлены из сплава бинарной системы Fe—Si и имели следующий состав: Fe — 0,2 % Si; Fe — 1,0 % Si; Fe — 2,0 % Si; Fe — 3,6 % Si. Образцы из фольги сделаны по стандартной методике в виде лент длиной 20—30, шириной 20—25 мм и толщиной $\sim$60 мкм. Для получения мессбауэровских спектров использован спектрометр электродинамического типа с постоянным ускорением.

На рис. 1 представлены мессбауэровские спектры бинарной системы Fe—Si разного состава (ось абсцисс — номера каналов, ось ординат — относительные интенсивности). На рис. 1, *а* приведены спектры одноосненагруженных в упругой области образцов с массовой долей кремния 2 % (*1—3* при $\sigma = 0$; 0,4; 6 кг/мм²), 3,6 % (*5—7* при тех же значениях σ). Характерной особенностью является то, что обычные для данного состава зеемановские секстеты при наложении нагрузки показывают увеличение эффективного магнитного поля, изменение соотношения интенсивностей, а также положительный изомерный сдвиг.

На рис. 1, *б* даны мессбауэровские спектры образцов с массовой долей кремния 0,2 % (*1—3* при $\sigma = 0$; 14; 28 кг/мм²), 1 % (*4—6* при тех же значениях σ), 3,6 % (*7, 8* при $\sigma = 0$; 14 кг/мм²). На этих спектрах видны изменения соотношения интенсивностей, изомерные сдвиги без существенных изменений эффективного магнитного поля при наложении возрастающих нагрузок.

Расчет мессбауэровских спектров проводился по модели, предложенной в [4]. Результаты обработки спектров по этой методике приведены на рис. 2, где ΔE_Q — величина электрического квадрупольного взаимодействия, δE — изомерный сдвиг, $H_{эф}$ — значение эффективного магнитного поля. Параметры ΔE_Q, δE и $H_{эф}$ в зависимости от нагрузки претерпевают аномальные изменения. Из этого можно заключить, что нагружение в упругой и микропластической областях имеют различные