вы теории резания металлов. – М.: Машиностроение, 1975. – 344 с. 4. Инженерная теория пластичности / Под ред. В.И. Беляева. – Мн.: Наука и техника, 1985. – 288 с. 5. И с а е в А.И. Процесс образования поверхностного слоя при обработке металлов резанием. – М.: Машгиз, 1950. – 358 с. 6. П у ш к а р е в В.Ф., М е л ь н и к В.А. Вибрационная зачистка среднеуглеродистых, высокоуглеродистых и легированных сталей // КШП. – 1969. – № 2. – С. 46–47. 7. Я щ е р и ц ы н П.И., Д о в н а р С.С. Моделирование температурных полей и напряжений в зоне резания металла // Машиностроение. – Мн.: Выш. шк., 1986. – Вып. 11. – С. 3–7.

УДК 621.9:539.374

В.М. КУЦЕР

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ОРТОГОНАЛЬНОГО РЕЗАНИЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕМЕННЫХ СВОЙСТВ ОБРАБАТЫВАЕМОГО МАТЕРИАЛА

Существующие модели процесса ортогонального резания, предполагающие наличие идеального жесткопластического тела [1–4 и др.], имеют значительные недостатки: они не учитывают зависимость параметров стружкообразования от переменных свойств обрабатываемого материала и термомеханического режима резания. Попытка учесть сложное реологическое поведение материала в очаге деформации приводит к необходимости введения ряда эмпирических соотношений для важных характеристик процесса [5, 6]. Исследования Н.Н. Зорева [7] дают точные результаты только для относительно невысоких скоростей резания.

В настоящей работе обосновывается подход к анализу процесса резания, в основе которого лежит учет неидеальных свойств обрабатываемого материала. За основу принято решение, предложенное Х. Кудо [4], Ли и Шаффером [1], с учетом завивания стружки и неравномерности распределения трения на передней поверхности резца.

Рассмотрим некоторые особенности решения [4] для идеально пластичного материала. Поле линий скольжения и соответствующий годограф скоростей приведены на рис. 1, *а*, *б*. Если вдоль передней поверхности инструмента задано распределение контактных напряжений

$$\tau_{к} = \tau_{к}(x), \tag{1}$$

то углы наклона α-линий скольжения вдоль CE

$$\eta = \frac{1}{2}\arccos(\tau_{к}/k) \tag{2}$$

(k – пластическая константа материала стружки) и для области BEC может быть решена смешанная краевая задача [8].

Между угловыми координатами поля существуют следующие соотношения:

$$\beta = \eta_E - \eta_C - \alpha; \quad \delta_C = \pi/2 + \eta_C - \gamma, \tag{3}$$

где η_E и η_C – углы, определяемые по формуле (2), соответственно в точках контакта E и C; γ – угол резания.

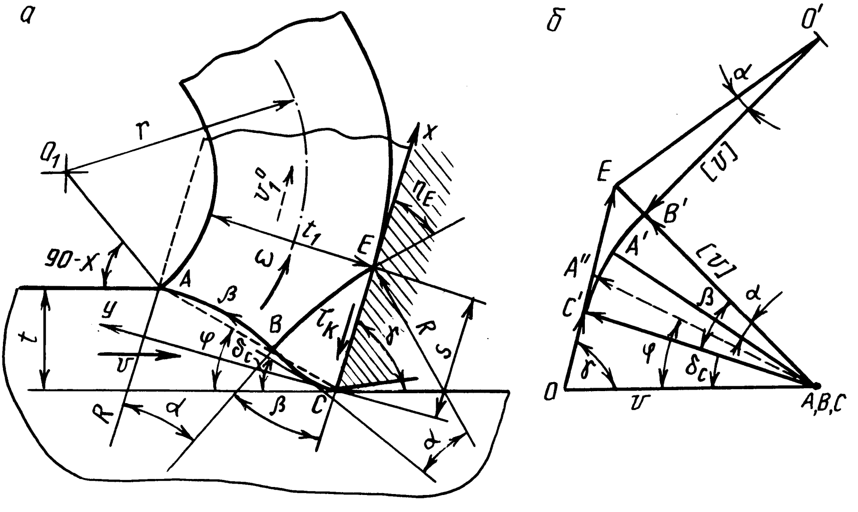

Рис. 1. Схема для анализа образования сливной стружки:
а – поле линий скольжения; *б* – годограф скоростей

Из годографа (рис. 1, *б*) следует:

$$\alpha = \eta_E - \pi/4 - \arcsin[\sqrt{2}\,(\cos\eta_C - \sin\eta_E)/2]\,. \qquad (4)$$

Очевидно, что угловые координаты поля α, β, разрыв касательной компоненты скорости $[v]$, радиус кривизны стружки r и угловая скорость ее вращения ω однозначно определяются трением в крайних точках контактной поверхности C и E независимо от выбора формы распределения (1).

Для случая равномерного трения $\tau_к = \text{const}$, $\eta_E = \eta_C$, $\alpha = \beta = 0$ и область CEB стягивается в точку. При этом линии скольжения AB, BC и BE становятся прямыми и решение вырождается в поле Ли–Шаффера [1]. Очевидно, углы α, β имеют максимальные значения при $\eta_C = 0\,(\tau_к^C = k)$ и $\eta_E = \pi/4$ $(\tau_к^E = 0)$. Из уравнений (3) и (4) получим пределы изменения угловых координат поля: $0 < \alpha \leqslant 12°$, $0 \leqslant \beta \leqslant 33°$.

Небольшие значения углов и, следовательно, кривизна линий скольжения позволяют рассматривать данное решение как возмущение исходного однородного состояния поля, когда криволинейная граница ABC заменяется прямой AC (штриховые линии на рис. 1, *а, б*). Поэтому в качестве параметра возмущения, характеризующего влияние неоднородности контактного трения, может быть принят суммарный угол поворота $\epsilon = \beta - \alpha$ $(0 \leqslant \epsilon \leqslant 0{,}36)$. Разлагая решение для напряжений и скоростей в ряд по параметру ϵ и ограничиваясь членом первого порядка малости, запишем

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{0} + \epsilon\sigma'_{ij}\,, \quad v_i = v_i^{0} + \epsilon v'_i\,, \qquad (5)$$

где величины с нулевым показателем относятся к начальному решению при $\epsilon = 0$, а со штрихом подлежат определению.

Линеаризованное решение (5) допускает известное "расщепление", в соответствии с которым порядок приближения для скоростей оказывается на единицу выше порядка приближения для напряжений [9]. Поэтому с точностью до членов ϵ^2 эффекты пластической деформации могут быть учтены при использовании поля скоростей начального решения. Так как последнее соответствует простому однородному состоянию [1], а линеаризация относится как к начальному, так и к возмущенному решению ($\epsilon > 0$), таким путем будут заданы неидеальные свойства среды, зависящие от деформаций, скоростей деформаций и температуры процесса обработки.

Для начального решения деформированное состояние определяется простым сдвигом вдоль линии разрыва скоростей AC, положение которой задается углом φ (рис. 1, *а*). Соответствующая область высокой локализации деформаций обычно реализуется в виде плоскости главного сдвига [7].

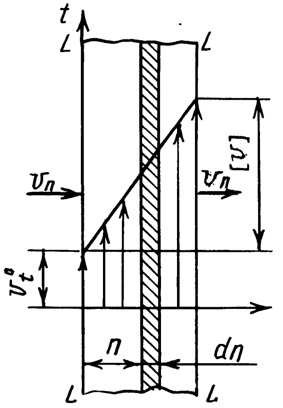

Рис. 2. Схема зоны первичных деформаций обрабатываемого материала

Для определения изменения свойств среды после пересечения линии разрыва LL (рис. 2) заменим последнюю тонким слоем толщиной δ, внутри которого выполняются следующие соотношения компонент скорости:

$$v_n = \text{const}, \quad v_t = v_t^0 + [v]\, n/\delta, \quad 0 \leqslant n \leqslant \delta . \tag{6}$$

Отсюда для интенсивности скоростей деформаций и деформаций внутри слоя δ получим:

$$H = [v]/\delta = \text{const}, \quad \Gamma(n) = \int_0^n H \frac{dn}{v_n} = \frac{[v]\, n}{v_n \delta} . \tag{7}$$

Опишем поведение материала уравнением [10]

$$k = k_0 (1 + A\Gamma^m) f(H) F(T) , \tag{8}$$

сомножителями которого учитывается деформационное и скоростное упрочнение материала, а также зависимость его свойств от температуры процесса. Здесь k_0 – предел текучести материала в состоянии $\Gamma = 0, H = H_0$, $T = 0$, относительно которого отсчитывается изменение параметров Γ, H, T, а $f(H_0) = F(0) = 1$.

С учетом того что в области значительных деформаций $\Gamma > 0{,}5$ большинство металлов проявляют слабую зависимость свойств от скорости деформации [10], можно принять $f(H) \sim 1$. Используя выражения (6) и (7), запишем удельную мощность диссипации энергии внутри слоя δ:

$$N(n) = \sigma_{ij}\xi_{ij} = k(n)H.$$

Работа, затраченная в интервале движения элементарного объема материала

$$dw(n) = k_0(1 + A\Gamma^m n^m/\delta^m)F(T(n))Hdn/v_n, \tag{9}$$

где $\Gamma = [v]/v_n$, $T(n)$ – распределение температуры в слое.

Предполагая, что процесс сдвига происходит адиабатически, определим приращение температуры в этом интервале:

$$dT = dw(n)/(c\rho), \tag{10}$$

где c – удельная теплоемкость; ρ – плотность материала.

Из (9), (10) приходим к уравнению

$$dT/F(T) = \frac{k_0\Gamma}{c\rho\delta}(1 + A\Gamma^m n^m/\delta^m)dn,$$

интегрирование которого по толщине слоя δ дает

$$\int_0^{T_C}\frac{dT}{F(T)} = \frac{k_0\Gamma}{c\rho}[1 + A\Gamma^m/(m+1)]. \tag{11}$$

Если функция $F(T)$ известна, по уравнению (9) можно определить изменение температуры T_C после пересечения линии разрыва скоростей. Для поля скоростей начального решения недостающий параметр Γ легко получить из годографа (см. рис. 1, *б*):

$$\Gamma = \sin\gamma/[\sin\varphi\sin(\varphi+\gamma)]. \tag{12}$$

Используя выражения (11) и (12), можно вычислить приращение температуры T_C и определить предел текучести материала стружки k. Их значения не зависят от толщины слоя δ и с точностью до малых второго порядка определяют однородное напряженное состояние во всей пластической области. Последнее справедливо и для решения возмущения первого порядка.

Остается определить граничные условия (1), учитывающие термомеханическое состояние материала в зоне контакта передней поверхности инструмента и стружки. Его особенности связаны с высокими давлениями и скоростями скольжения инструмента и ювенильных поверхностей разогретого материала, что сопровождается высокой локализацией деформаций в тонком поверхностном слое стружки, соизмеримом с высотой микронеровностей. Для соответствующего развитого пластического контакта сила трения пропорциональна пределу текучести на сдвиг материала стружки k. С учетом зависимостей (5) и (8) получим

$$\tau_к = \mu kF(T_к)/F(T_C), \tag{13}$$

где μ – коэффициент трения; $T_к$ – температура рассматриваемой точки контакта.

Из уравнения (13) следует, что граничные условия (1) определяются распределением температуры стружки вдоль CE. Ограничимся наиболее важным случаем резания с достаточно высокой скоростью, когда выделившаяся теплота распределяется в тонком термическом слое, толщина которого $\delta_т$ значительно меньше толщины стружки (рис. 3). Тепловой поток через единичную площадь контакта

$$q_к = b\tau_к v_1^0 = b\mu k v_1^0 F(T_к)/F(T_C), \qquad (14)$$

где b – коэффициент, учитывающий часть теплоты, переходящей в стружку [6]; v_1^0 – скорость движения стружки по резцу для начального решения.

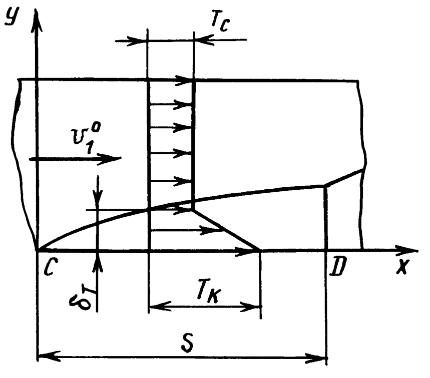

Рис. 3. Схема образования термического слоя в зоне контакта стружки с передней поверхностью инструмента

Запишем приближенное уравнение теплопередачи в слое толщиной $\delta_т$:

$$q_к \approx \lambda(T_к - T_C)/\delta_т, \qquad (15)$$

где λ – коэффициент теплопроводности.

Приравняв правые части уравнений (14) и (15), получим

$$\delta_т = \frac{\lambda(T_к - T_C)F(T_C)}{b\mu k v_1^0 F(T_к)}. \qquad (16)$$

Запишем уравнение теплового баланса для элемента dx слоя толщиной $\delta_т$ за интервал времени dt. С одной стороны, в элемент поступает тепловая энергия

$$dQ = q_к dx dt,$$

с другой, эта энергия приводит к повышению температуры в зоне контакта на $dT_к$, а в среднем по слою – на $0{,}5dT_к$:

$$dQ \approx \frac{1}{2}\delta_т \rho c dT_к dx.$$

Решая последние два уравнения совместно с (14) и (16), находим

$$dx = \frac{A}{v_1^0} \; \frac{(T_к - T_C) F^2 (T_C)}{F^2 (T_к)} , \tag{17}$$

где $A = \dfrac{\rho c \lambda}{2(\mu k b)^2}$ – термомеханическая характеристика контакта.

Интегрирование выражения (17) дает уравнение для распределения температуры вдоль контактной поверхности стружки

$$v_1^0 x = A F^2 (T_C) \int_{T_к}^{T_C} \frac{T_к - T_C}{F^2 (T_к)} dT_к . \tag{18}$$

Для получения верхнеграничного решения определим диссипацию мощности тепловой энергии в зоне контакта и эквивалентную ей среднюю силу трения

$$N_\tau = \int_0^\delta \tau_к (x) v_1^0 dx = v_1^0 \bar{\tau}_к s ,$$

где s – длина пластического контакта.

Отсюда

$$\bar{\tau}_к = \frac{1}{s} \int_0^s \tau_к (x) dx .$$

Используя зависимости (13), (18) и (17), найдем

$$\bar{\tau}_к = \frac{\mu k A}{s v_1^0} \int_{T_C}^{T_к} (T_к - T_C) \frac{F(T_C)}{F(T_к)} dT_к . \tag{19}$$

В энергетическом смысле $\tau_к$ определяет эквивалентное значение силы трения в зоне контакта, соответствующее ее равномерному распределению по контакту. Отсюда эквивалентные значения коэффициента пластического трения и угла наклона α-линий скольжения к плоскости контакта

$$\bar{\mu} = \bar{\tau}_к / k , \quad \bar{\eta} = \frac{1}{2} \arccos \bar{\mu} .$$

Длину контакта s можно определить из (18), если $T_к = T_к (s)$. Тогда

$$s = \frac{A F^2 (T_C)}{v_1^0} \int_{T_C}^{T_к(s)} \frac{T_к - T_C}{F^2 (T_к)} dT_к . \tag{20}$$

Подставляя выражение (20) в (19), получим

$$\bar{\mu} = \frac{\mu}{F(T_C)} \int_{T_C}^{T_к(s)} \frac{T_к - T_C}{F(T_к)} dT_к \Big/ \int_{T_C}^{T_к(s)} \frac{T_к - T_C}{F^2 (T_к)} dT_к . \tag{21}$$

Из выражения (21) видно, что для определенных материала (заданной функции $F(T)$) и пары трения (фиксированного μ) эквивалентные условия адиабатического трения полностью определяются только температурой $T_к =$

$= T_к(s)$ в точке $x = s$ контактной поверхности. Зависимость максимальной температуры от физических характеристик материала (k_0, ρ, c, λ), кинематических (v_1^0) и геометрических (s) параметров процесса устанавливается уравнением (18).

Получим основные соотношения для начального решения Ли–Шаффера с приведенными коэффициентом $\bar{\mu}$ и углом трения $\bar{\eta}$ (см. рис. 1, *а*, *б*). Угол сдвига

$$\varphi = \pi/2 - \gamma + \bar{\eta}\ , \tag{22}$$

коэффициент укорочения стружки

$$K_L = \cos\bar{\eta}/\cos(\gamma - \bar{\eta})\,. \tag{23}$$

Из годографа получим интенсивность сдвиговой деформации после прохождения линии разрыва:

$$\Gamma = \sin\gamma / [\cos\bar{\eta}\cdot\cos(\gamma - \bar{\eta})]\ .$$

Учитывая выражения (22), (23), получим

$$v_1^0 s = v^0 t / [\cos\bar{\eta}(\cos\bar{\eta} + \sin\bar{\eta})]\ . \tag{24}$$

На основании зависимостей (24), (20) и (23) будем иметь

$$v_0 t = AF^2(T_C)\cos\bar{\eta}\,(\cos\bar{\eta} + \sin\bar{\eta}) \int_{T_C}^{T_к(s)} (T_к - T_C)/\ F^2(T_к)\,dT_к\ .$$

Очевидно, что все основные параметры поля линий скольжения можно выразить через угол $\bar{\eta}$ или коэффициент $\bar{\mu} = \cos 2\bar{\eta}$. Таким образом, если заданы физико-механические свойства обрабатываемого материала, угол резания γ, то решение получается замкнутым.

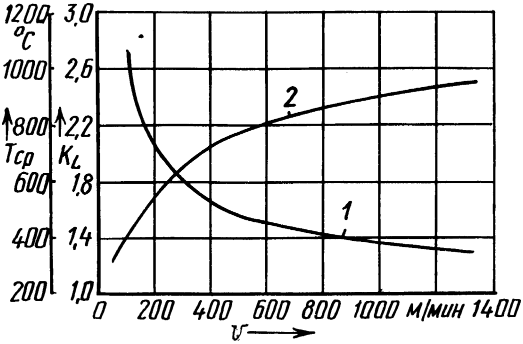

Рис. 4. Аналитические зависимости укорочения стружки (*1*) и средней температуры материала в зоне контакта на передней поверхности инструмента (*2*) от скорости резания для стали 45

Расчеты были проведены для стали 45 плотностью $7{,}8\cdot10^3$ кг/м^3, теплопроводностью $0{,}402\cdot10^2$ Вт/(м·К), удельной теплоемкостью $0{,}644\times10^3$ Дж/(кг·К) [6]; коэффициент кривой упрочнения $A = 0{,}247$, $m = 0{,}48$, пластическая константа $k_0 = \sigma_T/\sqrt{3} = 198$ МПа [11]. Значения функции $F(T)$ были получены по справочным данным [11]. Результаты вычислений для широкого диапазона скоростей $v = 0{,}1...100$ м/с и углов резания $\gamma = 60...85°$ показали, что температура стружки и интенсивность деформаций после прохождения главной плоскости сдвига изменяются в пределах $T_C = 80...350$ °С, $\Gamma = 1{,}5...11$.

На рис. 4 представлены графики зависимостей коэффициента укорочения стружки K_L и средней температуры $T_{ср}$ на передней поверхности инструмента от скорости резания, полученных расчетным путем, которые хорошо согласуются с экспериментальными результатами [7].

Проведенные исследования позволили сделать вывод о возможности определения термомеханического состояния металла в зоне резания по приведенной методике, что позволит значительно сократить объем экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. L e e E.H., S h a f f e r B.W. The theory of plasticity applied to a problem of machining // Trans. ASME: J. Appl. Mech. – 1951. – N 18. – P. 405–413. 2. C h i l d s T.H.C. Elastic effects in metal cutting chip formation // Int. J. Mech. Sci. – 1980. – Vol. 22, N 8. – P. 457–467. 3. D e w h u r s t P. On the non-unigueness of the machining process // Proc. R. Soc. – London, 1973. – Vol. 360, N 1703. – P. 587–610. 4. K u d o H. Some new Slip-live Solutions for two-dimensional steadystate machining // Int. J. Mech. Sci. – 1965. – Vol. 7, N 1. – P. 43–57. 5. H a s t i n g s W., M a t h e w P., O x l e y P.B. A machining theory for predicting chip geometry, cutting forces etc. from work material properties and cutting conditions // Proc. R. Soc. – London, 1980. – Ser. A. – Vol. 371, N 1747. – P. 569–587. 6. Р е з н и к о в А.Н. Теплофизика резания. – М.: Машиностроение, 1969. – 288 с. 7. З о р е в Н.Н. Вопросы механики процесса резания металлов. – М.: Машгиз, 1956. – 338 с. 8. Х и л л Р. Математическая теория пластичности. – М.: Гостехиздат, 1956. – 407 с. 9. И в л е в Д.Д. Вдавливание тонкого лезвия в пластическую среду // Изв. АН СССР. Отд-ние технич. наук. – 1957. – № 10. – С. 35–39. 10. Д ж о н с о н Г., К о г ф е л д Д ж., Л и н д х о л л Ю., К э д ж и А. Поведение различных материалов при больших скручивающих деформациях в широком диапазоне скоростей деформации: Ч. I. Пластичные металлы. Ч. II. Малопластичные металлы // Теоретич. основы инженерн. расчетов. – М.: Мир, 1983. – № 1. – С. 51–65. 11. Т р е т ь я к о в А.В., Т р о ф и м о в Г.К., Г у р ь я н о в а М.К. Механические свойства сталей и сплавов при пластическом деформировании. – М.: Машиностроение, 1971. – 64 с.

УДК 621.9.019

МАЙ ТХАНЬ УОНГ

СТРУЖКООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ТОНКОМ ТОЧЕНИИ МАТЕРИАЛОВ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ

Тонкое точение, как правило, производится с малой глубиной резания $t = 0{,}05...0{,}3$ мм. Когда резец имеет радиус закругления при вершине $r \geqslant 0{,}5$ мм, в основном режет только закругленная часть режущей кромки. В этом случае передний угол в разных точках режущего лезвия различен и толщина среза не постоянна.

Особенности стружкообразования изучались при тонком точении образцов из металлических порошков ЖГр1,2Д2,5К0,8 ПЖ10-63, ЖГр1Д3, ЖГр2