

лучены шлифованием ($R_a=0,65$), имеет несколько меньший показатель в процессе приработки. Вместе с тем, по достижении оптимальной шероховатости поверхности, показатели интенсивности изнашивания поверхностей, полученных разными способами обработки, менее отличны друг от друга.

Интенсивность изнашивания в процессе приработки показана на гистограмме рис. 5. Следует заметить, что интенсивность изнашивания в процессе приработки пар трения, поверхности которых получены точением, имеет более высокие показатели.

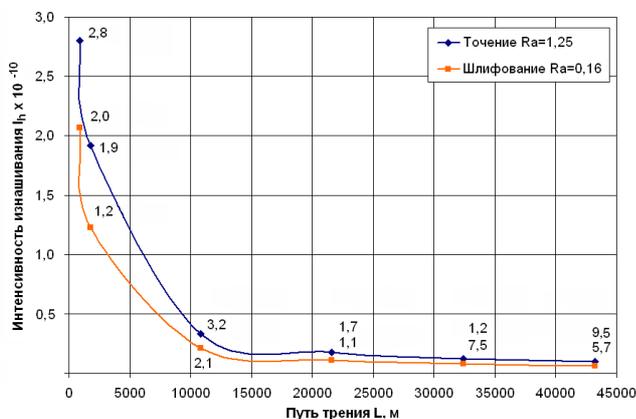


Рис. 4. Зависимость интенсивности износа от пути трения исследуемых пар трения в процессе приработки (нагрузка $P=1000$ Н, скорости скольжения $V=1,0$ м/с)

Заключение. Результаты проведенных экспериментальных исследований позволяют сделать следующие основные выводы:

- сформировавшееся в результате приработки оптимальная шероховатость, как и другие параметры поверхностного слоя контактирующих деталей, будет зависеть от метода механической обработки поверхности;
- длительность процесса приработки поверхностей пары трения будет зависеть от того, насколько исходная шероховатость и другие параметры качества поверхности будут близки к эксплуатационным параметрам, сложившимся после завершения приработки поверхностей;

- долговечность эксплуатации пары трения во многом будет зависеть от интенсивности изнашивания в процессе приработки и тем самым от времени самой приработки, таким образом, целесообразно уже на стадии изготовления технологически обеспечивать оптимальные параметры качества поверхностного слоя (близкую к оптимальной шероховатость).

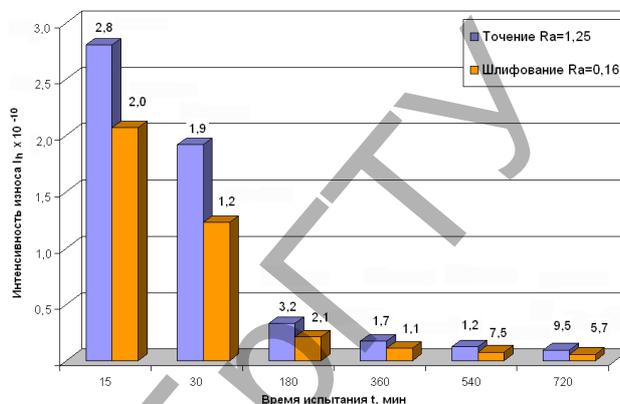


Рис. 5. Изменение интенсивности износа образцов в процессе приработки (нагрузка $P=1000$ Н, скорости скольжения $V=1,0$ м/с)

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Крагельский, И.В. Трение и износ. – М.: Машиностроение, 1968. – 480 с.
2. Крагельский, И.В. Основы расчетов на трение и износ / И.В. Крагельский, М.Н. Добычин, В.С. Комбалов – М.: Машиностроение, 1977. 526 с.
3. Хрущов, М.М. Исследование приработки подшипниковых сплавов и цапф. – М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1996. – 146 с.
4. Гаркунов, Д.Н. Триботехника. – М.: Машиностроение, 1999. – 336 с.
5. Машина для испытания материалов на трение и износ 2070 СМТ-1 / Техническое описание и инструкция по эксплуатации 2.779.013-01 ТО – М.: МЗИО, 1981. – 69 с.
6. Суслев, А.Г. Качество поверхностного слоя деталей машин / А.Г. Суслев – М.: Машиностроение, 2000. – 320 с.

Материал поступил в редакцию 30.10.15

AKULICH Ya.A., AKULICH A.P. Research of interaction of friction pairs in the course of wear-in, in case of different methods of refinement of their surfaces

Research of interaction of friction pairs in the course of wear-in of their surfaces is provided in article. The analysis of change of the main tribological characteristic of friction pairs is carried out: coefficient of friction, value of wear, intensity of wear in the course of wear-in. Researches of wear resistance of friction pairs in case of the given parameters of quality of a surface were conducted.

УДК 681.7

Веремейчик А.И., Сазонов М.И., Хвусевич В.М.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ДУГИ И ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Введение. Одним из основных результатов воздействия на материалы высокоинтенсивных источников энергии, одним из которых является плазменная дуга, является измерение температуры в отдельных точках объема и поверхности обрабатываемых тел. Экспериментальные исследования температур в воздушной и азотной плазменных струях выполнены в ряде работ [1–9]. Предполагая наличие термического равновесия в воздушной струе, истекающей из плазмотрона [7–10], измерения проведены спектральными мето-

дами. Экспериментальные исследования температур в воздушной и азотной плазменных струях выполнены в ряде работ [1–9]. Предполагая наличие термического равновесия в воздушной струе, истекающей из плазмотрона [7–10], измерения проведены спектральными мето-

Веремейчик Андрей Иванович, доцент кафедры сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета

Сазонов Михаил Иванович, д.т.н., профессор, профессор кафедры сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета

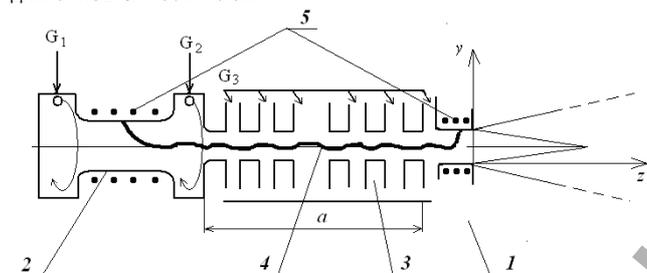
Хвусевич Виталий Михайлович, к.т.н., доцент, заведующий кафедрой сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета
Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

дами, которые в отличие от зондовых и калориметрических не вносят возмущений в течение плазмы. Кроме того, с помощью спектральных методов можно определить не только локальное значение температуры в какой-либо точке струи, но и найти распределение температуры по сечению и длине струи.

Проведенные исследования показывают, что плазмотроны вихревой схемы с гладкими выходными электродами обладают сильно неоднородным температурным полем по радиусу струи ввиду того, что центральные области, которые испытывают непосредственное воздействие дуги, имеют значительно большую температуру, чем периферийные слои, не прошедшие через дуговой разряд.

В данной статье приведены результаты измерений полей температур воздушной плазменной струи, истекающей из плазмотрона с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ) с распределенной подачей части нагреваемого газа по длине дугового канала.

1. Методика исследований. Температурные поля измерялись в воздушной плазменной струе, истекающей из плазмотрона с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ) с распределенной подачей части нагреваемого газа. Схема плазмотрона приведена на рисунке 1. Основные элементы плазмотрона: катод, анод, секции МЭВ и соленоид. Мощность плазмотрона в зависимости от тока дуги составляла 150-350 кВт. Диаметр секции был равен 1 см, диаметры внутреннего (анода) и выходного (катода) электродов $d = 1,4$ см, длина МЭВ $a = 30$ и 40 см.

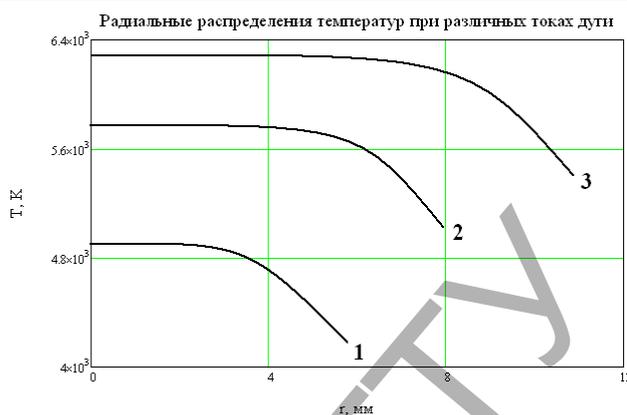


1 – катод, 2 – анод, 3 – секции МЭВ, 4 – дуга, 5 – соленоиды
Рис. 1. Схема плазмотрона с МЭВ

В проведенных экспериментах при суммарном расходе воздуха $G = 10$ г/с расход в основную камеру плазмотрона составлял 3,9 г/с, в дополнительную – 1 г/с и по 0,3 г/с в зазоры между секциями по длине МЭВ. Охлаждение медных электродов и секций МЭВ водяное, истечение плазмы осуществлялось в атмосферу.

Температура струи измерялась по методу относительных интенсивностей спектральных линий $\text{Cu I } 5105,5 \text{ \AA}$ и $\text{Cu I } 5153,2 \text{ \AA}$. Регистрация спектров струи осуществлялась при помощи кварцевого спектрографа ИСП-28, причем выбранное сечение струи резко отображалось на входную щель спектрографа. Обработка спектров производилась обычным методом гетерохромной фотометрии. Для нахождения центральной излучательной способности по радиусу струи производился пересчет измеренного радиального распределения интенсивности путем численного решения интегрального уравнения Абеля [8]. По полученным значениям излучательных способностей для выбранных линий находилось распределение температуры по радиусу струи. При определении температуры предполагалось наличие в плазменной струе локального термического равновесия [11].

2. Некоторые результаты экспериментов. На рисунке 2 приведены радиальные распределения температур струи при различных токах дуги, измеренные на расстоянии $Z = 1$ см от среза сопла. Отличительной особенностью указанных распределений (по сравнению с плазмотронами вихревой схемы с гладкими выходными электродами) является постоянство температуры по радиусу струи с коэффициентом заполнения профиля от 40 % при $I = 70$ и до 95 % при $I = 180$ А. Градиент температуры в пограничном слое струи составляет до 300 °К/мм.



$z = 1$ см, $a = 30$ см, $G = 10$ г/с, $d = 1,4$ см
1 – $I = 70$ А, 2 – $I = 120$ А, 3 – $I = 180$ А

Рис. 2. Радиальные распределения температур при различных токах дуги

Проведенные измерения распределений температур по радиусу струи в сечении $Z = 1$ см в зависимости от длины МЭВ показали, что в исследованных случаях сохраняется «полочка» температур (аналогично приведенным на рисунке 2), радиальные распределения подобны, а абсолютные значения T с увеличением длины МЭВ возрастают.

Наличие «полочек» в радиальном распределении температуры струи обусловлено интенсивным турбулентным перемешиванием холодного газа, который подается равномерно по длине канала с нагретым в дуговой камере. Кроме того, уступ в канале, образованный резким переходом с диаметра МЭВ на диаметр электрода, также должен способствовать выравниванию профиля температур нагреваемого газа на выходе из плазмотрона.

Проведены исследования полей температур плазменной струи, построенные по результатам 2–4 измерений температуры в различных сечениях. Результаты показывают, что вид радиальных распределений температур, аналогичных описанным выше, сохраняется до больших значений Z . До $Z = 5-6$ см заполнение профилей температур убывает, а затем вновь начинает увеличиваться. Кроме того, в области указанных сечений струи происходит некоторое повышение температуры, на оси и меняется профиль температур в пограничном слое (становится более пологим). Полученные экспериментальные данные позволили определить границу потенциального ядра (начальный участок струи) и зону переходного участка. В рассматриваемом случае ядро струи простирается до $Z = 7-8$ см. На начальном участке температура по длине струи падает очень медленно (осевой градиент температуры примерно равен 50 °К/см и спад её обусловлен уносом энергии за счет излучения. С сечения $Z = 8$ см температура вдоль оси струи падает значительно быстрее (осевой градиент равен 300 °К/см).

Для объяснения особенностей радиальных распределений температур по длине струи были произведена видеосъемка исследуемой струи. Видео струи показывает, что конец высокотемпературного ядра подвержен спиралевидному вращению, которое обусловлено остаточной закруткой стабилизирующего газа.

Вращение конца начального участка струи приводит к более интенсивному перемешиванию пограничного слоя с высокоскоростным потенциальным ядром, усиливая снос пограничного слоя в этой области, что приводит к подосу холодного газа с периферии и, как следствие, к понижению температуры на рассматриваемом участке (при $Z = 4-6$ см).

Влияние указанного выше спирального вращения конца ядра на вид радиальных распределений температур обнаруживается также из сравнения профилей энтальпий в пограничном слое начального участка струи (рис. 3).

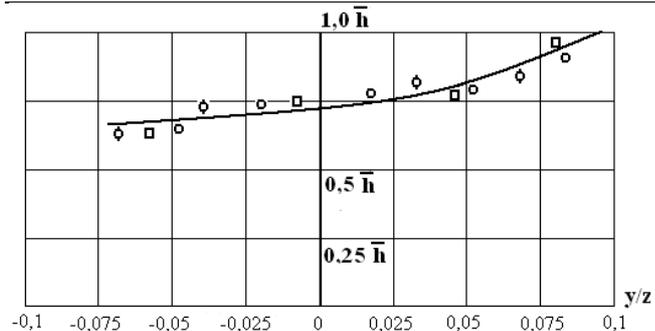


Рис. 3. Сравнение профилей энтальпий в пограничном слое струи при $z = 2-5$ см

Из рисунка 3 видно, что если значения безразмерных профилей энтальпии \bar{h} до сечения $z = 5$ см укладываются на кривую. Начиная с $z > 5$ см происходит нарушение аффинности, причем на этом участке ядра профили энтальпий подобны, но с другим коэффициентом аффинности. Следует заметить, что кривая рисунка 3 удовлетворительно согласуется с расчетной кривой по теории [10].

На основании результатов проведенных экспериментов определены оптимальные параметры дуги и скорости движения плазматрона и проведена при этих параметрах закалка без оплавления поверхности образца с размерами 12×12 мм из стали X12M для проведения исследования износа этой детали.

Для этих режущего инструмента и образцов были проведены исследования состояния закаленных поверхностей дорожек при указанных режимах. Типичная фотография дорожки приведена на рисунке 4.

Экспериментально исследовано плазменное упрочнение образцов и режущего инструмента из стали X12M при различных режимах дуги.

Заключение. Проведены экспериментальные исследования температур воздушной плазменной струи, истекающей из плазматрона с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ) с распределенной подачей части нагреваемого газа по длине дугового канала при различных токах дуги. Проведено сравнение профилей энтальпий в пограничном слое струи.

Исследованы состояния закаленных поверхностей дорожек. Определена зона на закаленной дорожке, где отсутствует оплавление, что требует технология осаждения износостойкой пленки и возможность измерения микротвёрдости поверхности образцов. Установлено, что в зоне анодного пятна при закалке возникают оплавленные кратеры диаметром, значительно меньше диаметра анодного пятна дуги,

что подтверждает существенную неоднородность плотности тока в зоне привязки дуги к аноду-образцу. Для исключения формирования микрократеров разработан плазматрон постоянного тока с внутренней дугой и возможностью закалки плазменной струей.

Определение основных характеристик температурного поля в процессе нагрева и охлаждения позволяет прогнозировать состав вещества после термообработки, его фазовое и структурное состояние.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Гаркавый, Е.В. Измерение температуры дуговой струи / Е.В. Гаркавый // ИФЖ. – № 2. – 1963. – Т. 6.
2. Мошкин, Б.Е. Исследование пульсации температуры струи дугового подогревателя / Б.Е. Мошкин // Теплофизика высоких температур. – 1967. – Т. 5. – С. 100–105.
3. Куконин, В.Е. Исследование пульсаций температуры плазменной струи и разработка устройства для ее стабилизации: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 053 Теплофизика / В.Е. Куконин. – Мн., 1969.
4. Лелевкин, В.М. Аэродинамика закрученного потока газа в диафрагмированном канале плазматрона / В.М. Лелевкин, В.Ф. Семенов // Теплофизика и аэромеханика. – 2002. – Т. 9. – № 1. – С. 37–53.
5. Артемов, В.И. Численное моделирование взаимодействия электрической дуги с турбулентным потоком газа. Дуга в длинном цилиндрическом канале / В.И. Артемов, О.А. Синкевич // ТВТ. – 1986. – Т. 24. – № 2. – С. 288–294.
6. Абрамович, Г.Н. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович – М.: ЭКОЛИТ, 2011. – 720 с.
7. Веремейчик, А.И. Теплообмен между плазменной струей и поверхностью металла в полости реза / А.И. Веремейчик, М.И. Сазонов, В.М. Хвисевич, Д.Л. Цыганов // ИФЖ. – Т. 88. – № 6. – 2015. – С. 1415–1419.
8. Кутателадзе, С.С. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьев. – М.: Энергия, 1972. – 342 с.
9. Цапенко, В.Н. Исследование влияния турбулентности при формировании пленки напыления дуговым потоком плазмы / В.Н. Цапенко // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2009. – Т. 11. – № 5(2). – С. 437–440.
10. Аньшаков, А.С. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками: монография / А.С. Аньшаков, М.Ф. Жуков, И.М. Засыпкин. – Новосибирск: Наука, 1981. – 221 с.
11. Жуков, М.Ф. Прикладная динамика термической плазмы / М.Ф. Жуков, А.С. Коротеев, Б.А. Урюков. – Новосибирск: Наука, 1975. – 198 с.

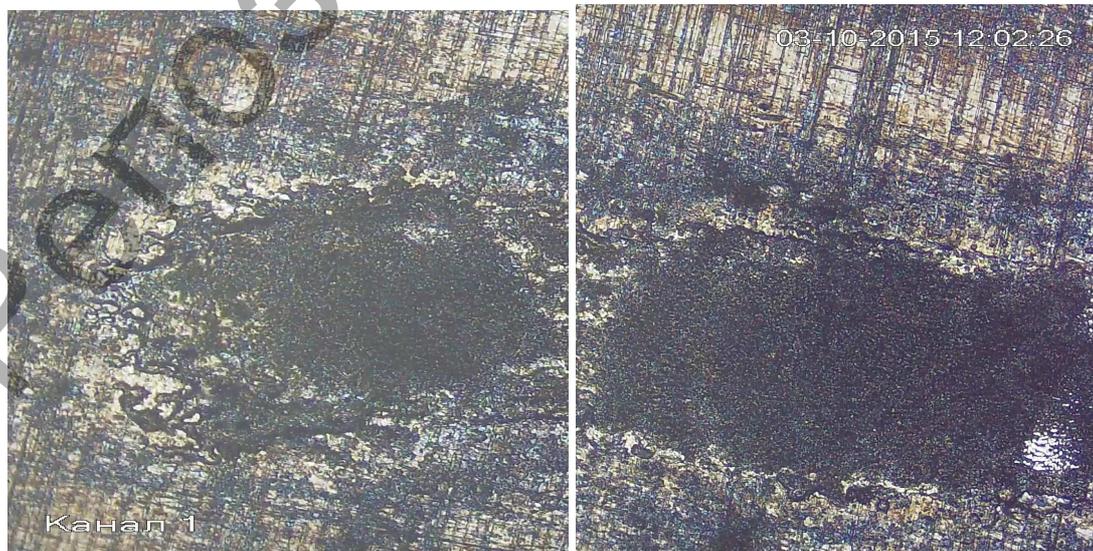


Рис. 4. Типичные фотографии дорожки ($\times 125$)

Материал поступил в редакцию 16.11.15

The article investigated the formation of turbulent plasma arc. The results of measurements of the air temperature fields of the plasma jet issuing from the plasma torch with a sectioned inter-electrode insert with the distributed part flow of the heated gas along the length of the arc channel.

УДК 548.24

Рюмцев А.А., Остриков О.М.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ У КРИВОЛИНЕЙНОЙ ПОЛОСЫ СДВИГА ТИПА ЧЕШУЙЧАТОГО НАВАЛА, НАХОДЯЩЕГОСЯ У ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА

Введение. Методика расчета полей напряжений у криволинейной полосы сдвига, находящейся у поверхности аморфного материала, базируется на использовании квазидислокационного подхода в решении задачи расчета полей напряжений, ввиду подобия процесса развития пирамидального скольжения в монокристаллах и неомогенной пластической деформации в аморфных средах при их локальном деформировании [1–7]. Данный подход к разработке методики расчета полей напряжений позволяет воспользоваться уже известными приемами математического моделирования дислокационных процессов [1].

Цель данной работы – разработка численно-аналитического метода расчета полей напряжений у криволинейной полосы сдвига, находящейся у поверхности аморфного материала.

Постановка задачи. Согласно [1, 2], форма полос сдвига в зависимости от усилия, приложенного к индентору, может представлять собой луч или параболическую кривую (чешуйчатый навал). В данной работе рассматриваются только полосы сдвига в виде параболической кривой, схематическое изображение которых представлено на рис. 1. В данном случае, согласно [1], принимается краевой тип квазидислокаций. При большом масштабе рассмотрения полосы сдвига форма ее не является абсолютно гладкой (рис. 1, а), а имеет искривления в виде волнистостей, вызванных активным взаимодействием с другими полосами сдвига, монокристаллическими зернами, концентраторами напряжений и т.д. [1, 2]. Подобные искривления формы полосы сдвига можно условно представить как синусоиду, наложенную на параболу. Изображение схематическое данной формы полосы сдвига представлено на рисунке 1, б.

Напряжения, создаваемые криволинейной полосой сдвига, определяются с помощью криволинейного интеграла:

$$\sigma_{ij} = \int_{L_{AB}} \rho \sigma_{ij}^{(0)} ds, \quad (1)$$

где L_{AB} – задает профиль полосы сдвига; ρ – плотность квазидислокаций, формирующих полосу сдвига; $\sigma_{ij}^{(0)}$ – напряжения, создаваемые единичной квазидислокацией.

Криволинейный интеграл по общеизвестным правилам [3] сводится к определенному интегралу:

$$\sigma_{ij}(x, y) = \int_0^L \sqrt{1 + (f'(\eta))^2} \rho(\eta) \sigma_{ij}^{(0)}(x, y, \eta) d\eta, \quad (2)$$

где L – величина проекции L_{AB} на ось OY ; $f(\eta)$ – функция, определяющая форму полосы сдвига; $\rho(\eta)$ – линейная плотность квазидислокаций в полосе сдвига; η – параметр интегрирования;

$\sigma_{ij}^{(0)}(x, y, \eta)$ – напряжения, создаваемые единичной квазидислокацией у поверхности металлического стекла, которые находятся по

формулам [4]:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{(0)}(x, y, \eta) = & -B_{кр} \frac{(x - f_1(\eta))[(x - f_1(\eta))^2 - (y - \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y - \eta)^2]^2} + \\ & + B_{кр} \frac{(x - f_1(\eta))[(x - f_1(\eta))^2 - (y + \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y + \eta)^2]^2} + \\ & + 4B_{кр} \frac{(x - f_1(\eta))y_0[(x - f_1(\eta))^2(3y + 2\eta) - (y + \eta)^2(y - 2\eta)]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y + \eta)^2]^3}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}^{(0)}(x, y, \eta) = & -B_{кр} \frac{(x - f_1(\eta))[(x - f_1(\eta))^2 + 3(y - \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y - \eta)^2]^2} + \\ & + B_{кр} \frac{(x - f_1(\eta))[(x - f_1(\eta))^2 + 3(y + \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y + \eta)^2]^2} - \end{aligned} \quad (3)$$

$$-4B_{кр} \frac{(x - f_1(\eta))y\eta[(x - f_1(\eta))^2 - 3(y + \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y + \eta)^2]^3},$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}^{(0)}(x, y, \eta) = & -B_{кр} \frac{(y - \eta)[(x - f_1(\eta))^2 - (y - \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y - \eta)^2]^2} + \\ & + B_{кр} \frac{(y + \eta)[(x - f_1(\eta))^2 - (y + \eta)^2]}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y + \eta)^2]^2} - \\ & - 2B_{кр}\eta \frac{(x - f_1(\eta))^4 - 6(x - f_1(\eta))^2 y(y + \eta) + (y - \eta)(y + \eta)^3}{[(x - f_1(\eta))^2 + (y + \eta)^2]^3}, \end{aligned}$$

где

$$B_{кр} = \frac{\mu b_{кр}}{2\pi(1-\nu)}. \quad (4)$$

Здесь μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; $b_{кр}$ – модуль краевой квазидислокации, образующей полосу сдвига.

Форму полосы сдвига типа чешуйчатых навалов без существенных локальных искривлений вдоль длины (рис. 1, а) можно описать функцией

$$f(\eta) = A_1 \cdot \eta^2 + B_1, \quad (5)$$

где A_1 и B_1 – эмпирические коэффициенты.

Функция (5) описывает параболическую кривую, соответствующую форме полосы сдвига в виде чешуйчатого навала, окаймляющего отпечаток индентора [1], без волнистости формы.

В случае наличия волнистостей вдоль линии полосы сдвига (рис. 1, б), ее форма может быть описана функцией

$$f(\eta) = A_2 \cdot \eta^2 + B_2 + C_2 \cdot \sin(D_2 \cdot \eta), \quad (6)$$

где A_2 , B_2 , C_2 и D_2 – эмпирические коэффициенты.

Рюмцев Александр Александрович, аспирант кафедры «Инженерная графика» Гомельского государственного технического университета имени П.О. Сухого.

Остриков Олег Михайлович, к.физ.-мат.н., доцент, зав. кафедрой «Инженерная графика» Гомельского государственного технического университета имени П.О. Сухого.

Беларусь, ГГТУ, 246746, г. Гомель, пр. Октября, 48.