

УДК 620.17.660

Распределение напряжений в полосах скольжения и некоторые структурные предпосылки трещинообразования при трении

В. Г. Пинчук, Е. А. Дей

Любое разрушение по своей природе является динамическим процессом, в основе которого лежит образование нарушений сплошности цельного материала. Поэтому для выяснения физики процесса разрушения необходимо принимать во внимание как граничные условия, обуславливающие этот процесс, так и кинетику его развития.

В настоящее время доказано, что формирование источников разрушения (микротрещин) в кристаллической решетке связано с неоднородностью пластического течения, определяемой локализацией деформации и блокировкой скольжения в объеме [1, 2].

При фрикционном нагружении процессы трещинообразования должны значительно интенсифицироваться вследствие действия целого спектра физико-химических явлений и локализации пластической деформации в тонких поверхностных слоях. Вследствие этого и особенностей фрикционного нагружения (малости площади и времени силового контакта), а также барьерной роли поверхности для выхода дислокаций [3], накопление скрытой энергии деформации этими слоями будет протекать в условиях скоростного деформирования. Это обстоятельство определяет формирование неоднородной структуры с обилием скоплений дислокаций и повышенной их плотностью [4], что, в свою очередь, обуславливает качественно отличное по сравнению с обычными видами нагружения (растяжением, прокаткой и т.д.) сложнапряженное состояние приповерхностных объемов, предопределяя в них трещинообразование и последующее разрушение. Процессы разрушения стимулируются образованием устойчивых полос скольжения при трении, в которых концентрируются большие упругие напряжения. Эти полосы формируются обычно при циклическом виде нагружения [5], который характерен при трении [6].

В настоящее время нет единого представления о микромеханизмах разрушения поверхностного слоя при трении. Однако установлено, что один из механизмов трещинообразования связан с развитием плоских дислокационных скоплений, создающих локальную концентрацию напряжений впереди головной дислокации скопления [7]. Исследование полей упругих напряжений дислокационных скоплений, локализованных в полосах скольжения, может помочь решить вопрос о механизмах разрушения приповерхностных слоев в процессе фрикционного нагружения.

В работе [8] установлено действие мощных полос скольжения, обуславливающих формирование скола материала на стыке зерен. Из анализа микроструктуры никеля подтвердилась концепция зарождения источников разрушения при заторможенном сдвиге на различных препятствиях. В этом случае возможны два вида диссипации скрытой энергии деформации: концентрация высоких локальных напряжений на объекте блокировки или же слияние головных дислокаций плоского скопления с образованием полостного зародыша микротрещины. На микроснимках наблюдались скопления, состоящие из 60-100 дислокаций, расстояние между которыми составляло 10-30 нм. Численные оценки напряжений на препятствии достигали уровня прочности на скол, что могло определить хрупкое разрушение.

С точки зрения различных процессов, обуславливающих трещинообразование в головной части плоского скопления, наибольший интерес представляют значения нормальных и касательных напряжений σ_{xx} и σ_{xy} . В работах [9, 10] сделан анализ осевых значений компонент тензора упругих напряжений заторможенного плоского скопления на основе экспериментальных данных дислокационных скоплений, наблюдаемых при электронно-микроско-

пических исследованиях структуры никеля после фрикционного нагружения и проведен численный анализ силовой картины для одного и трех плоских скоплений.

Полученные результаты требуют дальнейшего анализа и обобщения для пространства впереди головной части скопления, так как они объясняют ранние стадии трещинообразования.

В данной работе проводится численный анализ силовой картины для широких полос скольжения ($\sim 0,5$ мкм), наблюдаемых при электронно-микроскопических исследованиях никеля при фрикционном нагружении. Эти полосы могут состоять из 5-10 плоских скоплений.

В рамках линейной теории упругости поле напряжений в головной части полосы скольжения определяется суперпозицией полей отдельных плоских скоплений. Как и в работе [11], используется континуальная теория, достаточно хорошо описывающая поля напряжений от скоплений дислокаций для расстояний $r > b$, где b – вектор Бюргера. Кроме того, выбор континуального способа расчета обусловлен тем, что впереди скопления дискретность не проявляется.

Пусть l – длина скопления дислокаций, x, y – координаты точки в окрестности скопления, σ – приложенное напряжение сдвига. Используем безразмерные переменные и вспомогательные коэффициенты

$$\xi = \frac{2y}{l}, \quad \eta = \frac{2x}{l}, \quad \varphi = \arctan\left(\frac{2\xi}{\eta(\eta+2) + \xi^2}\right), \quad G = \frac{[(\eta^2 + 2\eta + \xi^2)^2 + 4\xi^2]^{1/4}}{[(\eta+2)^2 + \xi^2]^{1/2}(\eta^2 + \xi^2)}, \quad (1)$$

тогда компоненты тензора напряжений имеют вид (система координат связана с головной дислокацией)

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -\sigma G \left\{ \xi [5\eta^2 + 3\xi^2] \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) - 2[(\eta^2 + 2)\eta^3 + (2\eta + 1)\eta\xi^2 + \xi^4] \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right\}, \\ \sigma_{xy} &= -\sigma - \sigma G \left\{ -\xi [3\eta^2 + \xi^2] \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) - [(\eta + 2)\eta^3 + 2\eta^2\xi^2 + \xi^4] \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right\}, \\ \sigma_{yy} &= -\sigma G \left\{ \xi(\xi^2 - \eta^2) \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) - 2\xi^2\eta \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

В данной работе расчет компонент тензора напряжений силового поля [11], преобразованных к системе координат, связанной с головной дислокацией скопления, проводился для следующих значений параметров: $l = 372,8 \cdot 10^3$ А, $\sigma = 5,27 \cdot 10^7$ Н/м², длина зоны упругих полей, лежащей в плоскости скольжения, учитывалась в пределах 100 А (координата x); глубина области по нормали к плоскости скольжения одного плоского скопления – в пределах 1000 А (координата y); расстояние между плоскими скоплениями в полосе составляло 40 А; шаг в направлении скольжения равен 5 А, а в перпендикулярном направлении 10 А.

На рис. 1а, 1б представлено распределение нормальных растягивающих напряжений σ_{yy} в плоскости скольжения полосы скольжения, состоящей из 5 (кривая 2) и 10 (кривая 3) линий скольжения. Кривая 1 отражает изменение σ_{yy} в единичной линии скольжения. Распределения $\sigma_{yy}(x, y)$ различаются в зависимости от количества плоских скоплений в полосе (N) и расстояния от головной дислокации скопления (x).

Упругое взаимодействие краевых дислокаций в линии скольжения (координата x) и в полосе скольжения (координата y) приводит к уплотнению дислокаций в головной части полосы и концентрации упругих напряжений на стопоре (в нашем случае – границе зерна).

Для $N=1$ в непосредственной близости от головной дислокации ($x=10$ А) распределение напряжений симметрично относительно направления скольжения. Отрицательные значения σ_{yy} соответствуют напряжению сжатия, а положительные – напряжению растяжения. Суперпозиция полей при взаимодействии линий скольжения между собой в полосе приводит к усилению концентрации напряжений и возрастанию протяженности упругонапряженного состояния кристаллической решетки. Коэффициент усиления амплитуды σ_{yy} по сравнению с $N=1$ для $N=5$ и $N=10$ составляет 2,5 и 3,2 соответственно.

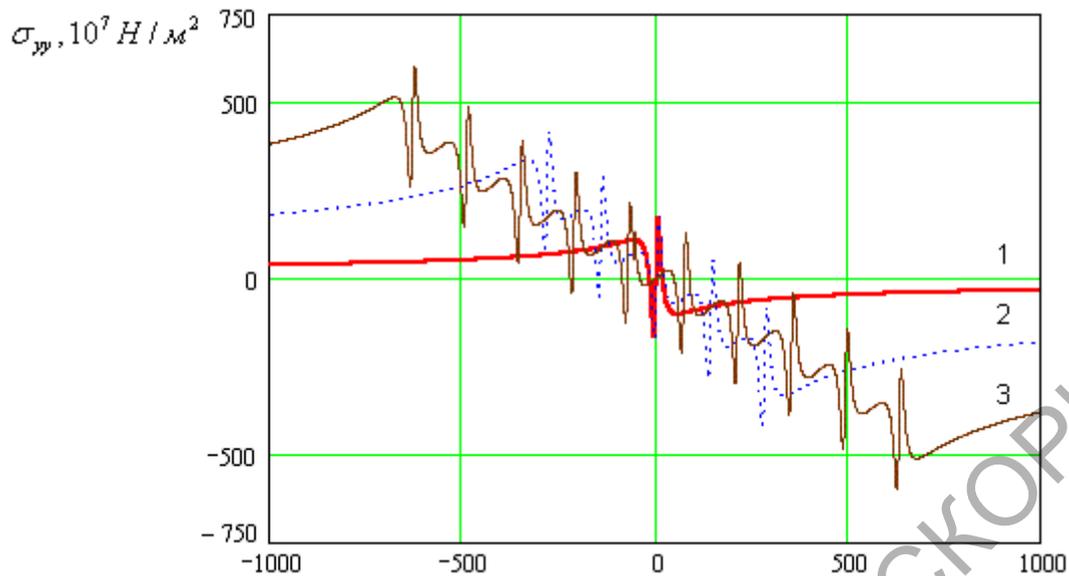


Рисунок 1а – Распределение нормальных напряжений σ_{yy} в головной части плоских скоплений при $x=10A$, $-1000 \leq y \leq 1000A$, $N=1$ (кривая 1), $N=5$ (кривая 2), $N=10$ (кривая 3)

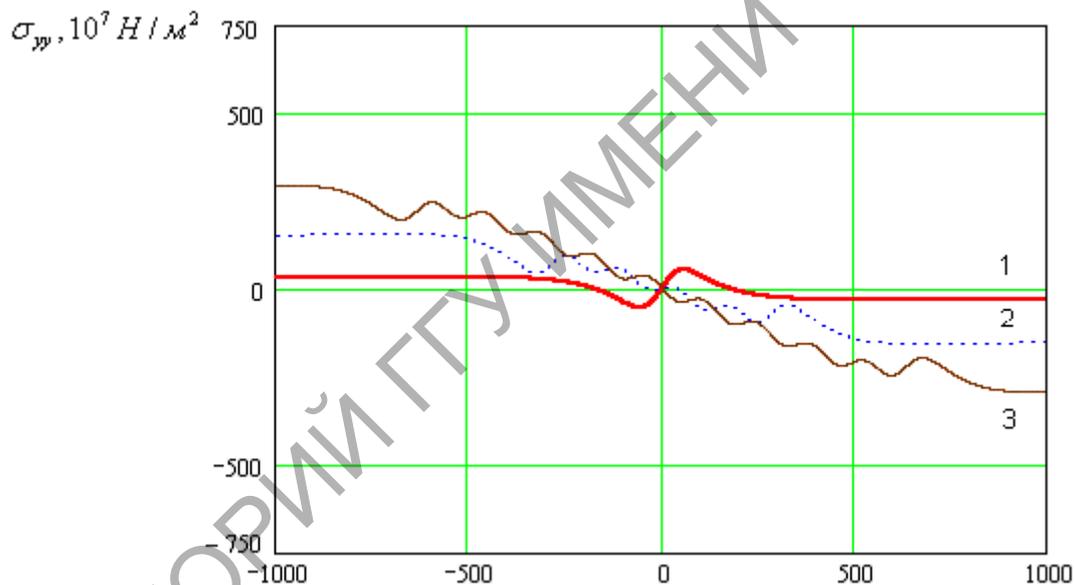


Рисунок 1б – Распределение нормальных напряжений σ_{yy} в головной части плоских скоплений при $x=100A$, $-1000 \leq y \leq 1000A$, $N=1$ (кривая 1), $N=5$ (кривая 2), $N=10$ (кривая 3)

При удалении от головы скопления ($x=100A$) вид распределения σ_{yy} меняется (рис. 1б). Для $N=1$ имеет место уменьшение величины и общей протяженности действия упругих напряжений. С увеличением N происходит трансформация картины силового поля в более упорядоченную с уменьшением градиента упругих напряжений, однако протяженность упруго-напряженного состояния сохраняется. При $N=10$, $y=10^3A$ и $x=100A$ значение σ_{yy} остается достаточно высоким и составляет $\sim 1,2 \cdot 10^9$ н/м².

В общем случае, при одновременном увеличении x и N отмечается возрастание протяженного упруго-напряженного состояния кристаллической решетки, сглаживание градиентов и затухание скалывающих напряжений.

На рис. 2а, 2б изображено распределение касательных напряжений впереди дислокационного скопления при $N=1, 5, 10$ и $x=10-100A$.

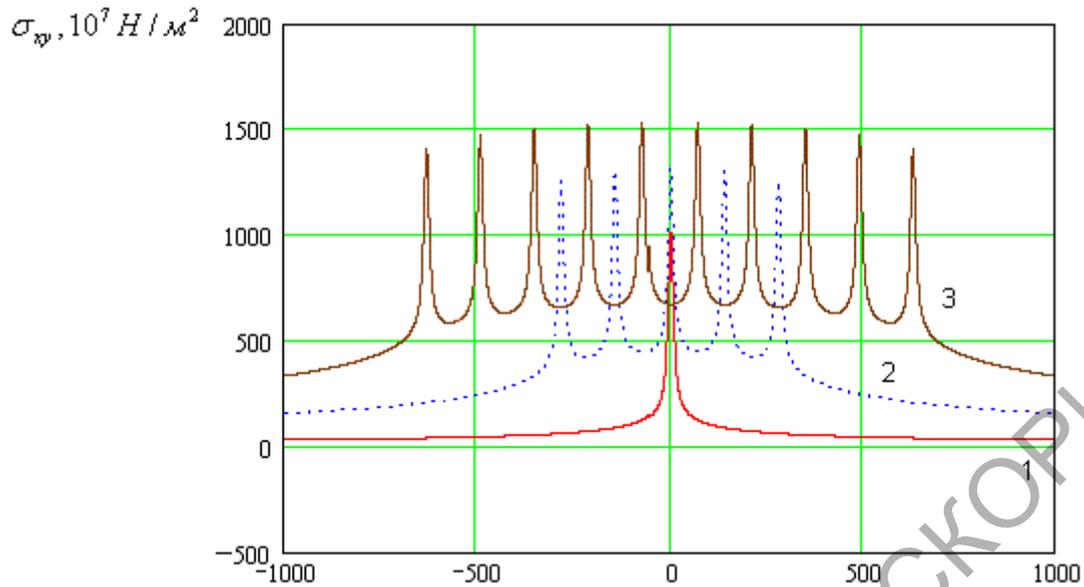


Рисунок 2а – Распределение касательных напряжений σ_{xy} в головной части плоских скоплений при $x=10\text{A}$, $-1000\text{A}\leq y\leq 1000\text{A}$, $N=1$ (кривая 1), $N=5$ (кривая 2), $N=10$ (кривая 3)

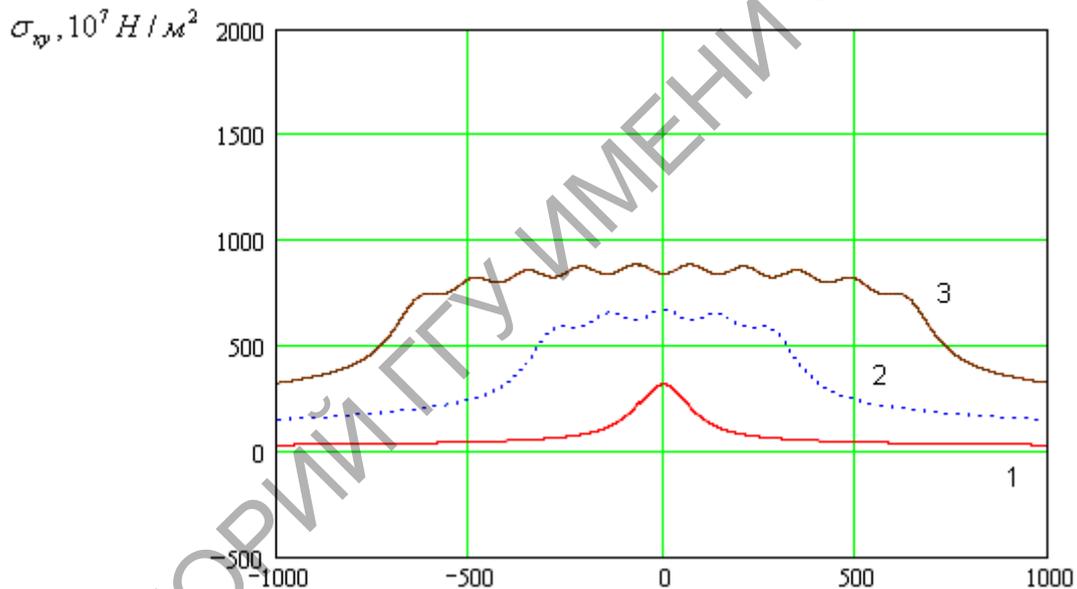


Рисунок 2б – Распределение касательных напряжений σ_{xy} в головной части плоских скоплений при $x=100\text{A}$, $-1000\text{A}\leq y\leq 1000\text{A}$, $N=1$ (кривая 1), $N=5$ (кривая 2), $N=10$ (кривая 3)

Закономерности изменения σ_{xy} находятся в соответствии с изменениями скрытой энергии деформации в области неустойчивых состояний кристаллической решетки и сводятся к следующему. При фиксированном значении x и увеличении N количество пиков (в строгом соответствии с N) растет, причем наблюдается рост уровня σ_{xy} . Сравнительные оценки показывают, что для $x=10\text{A}$ максимальное значение σ_{xy} (в единицах $10^9\text{H}/\text{m}^2$) составило 10, 13,5 и 15 при $N=1$, 5 и 10 соответственно.

Из приведенных результатов видно, что наиболее интенсивный прирост σ_{xy} имеет место при суперпозиции упругих полей первых пяти плоских скоплений; вклад последующих плоских скоплений в общую энергию уменьшается. Рассмотрим данные распределения касательных напряжений при удалении от головной части скопления. Величина σ_{xy} , характеризующая сдвигообразование и интенсификацию трансляционных перемещений кристал-

лической решетки, монотонно падает по мере возрастания x для всех значений N , причем падение амплитуды кривых при постоянном значении их интегральной площади влечет за собой расширение области действия касательных напряжений в направлении координаты y . Необходимо отметить некоторую особенность динамики развития силовой картины сдвиговых напряжений σ_{xy} . Как видно из рис. 2а, б, наблюдается тенденция роста общего фона напряжений и уменьшения их градиентов при удалении от головной части дислокационной полосы скольжения. Например, для $N=10$ (кривые 3) общий фон упруго-напряженного состояния вырос в 1,5 раза на расстоянии $x=100A$, а пульсации амплитуд σ_{xy} , связанных с отдельными плоскими скоплениями, значительно уменьшились. В связи с этим можно отметить, что в непосредственной близости от головы дислокационной полосы обуславливается сложно-напряженное состояние кристаллической решетки и обеспечивается появление очагов ротационной пластичности и развития центров разрушения. С возрастанием координаты x кооперативное действие нескольких линий скольжения в полосе приводит к сглаживанию сдвиговых напряжений и более равномерному их распределению с сохранением более высокого фона прочностных характеристик. В наших исследованиях установлено, что наибольшее усиление градиентов упругих напряжений происходит при взаимодействии двух, трех плоских дислокационных скоплений. Дальнейшее увеличение числа линий скольжения в полосе лишь незначительно влияет на силовую картину упруго-напряженного состояния кристаллической решетки и мало улучшает условия безактивационного зарождения трещины. Однако при фрикционном нагружении возрастает возможность термоактивированного зарождения трещины, так как трещина возникает в поле совместного действия ратягивающих (σ_{yy}), сдвиговых (σ_{xy}) и ротационных (σ_{xx}) напряжений, создаваемых остальными линиями скольжения, флуктуациями температуры (термоциклирование) и усталостными процессами.

Наглядное изображение силовой картины касательных напряжений σ_{xy} плоских скоплений приведено на рис. 3. Экспериментально эти плоские скопления сосредоточены по семейству параллельных плоскостей скольжения, а концентрация упругих напряжений в результате их коллективного действия сосредоточена в области препятствия.

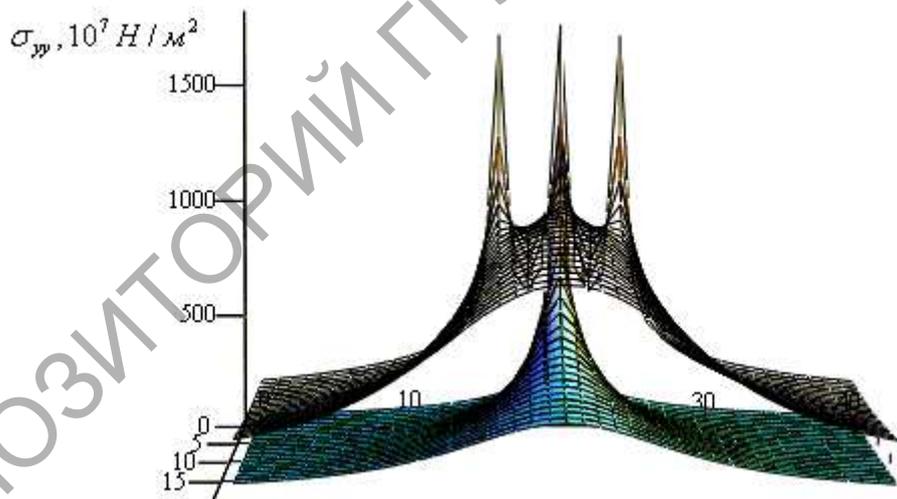


Рисунок 3 – Изображение силового поля σ_{xy} для одного и трех плоских скоплений краевых дислокаций

Нижнее распределение σ_{xy} соответствует одному плоскому скоплению ($N=1$), а верхнее – трем ($N=3$). Количественные оценки этих распределений показывают значительное усиление уровня напряженного состояния при суперпозиции трех плоских скоплений примерно в 3 раза, и амплитуды пиков с $14 \cdot 10^9 \text{Н/м}^2$ до $17,2 \cdot 10^9 \text{Н/м}^2$. Из электронно-микроскопических снимков наглядно определено формирование полос скольжения, состоя-

щих из определенного числа линий скольжения. Геометрия этих полос практически одинакова: ширина $d \approx 0,1 \div 0,5$ мкм, а длина соизмерима с размером зерна никеля и составляет $l \approx 20$ мкм. Формирование в этих полосах скольжения микротрещин с соотношением характерных размеров $0,01 \div 0,10$ мкм является следствием наличия больших неоднородностей упругих напряжений, приводящих к ротационной неустойчивости пластической деформации материала. Образование таких малых трещин происходит по дислокационному механизму множественного скольжения, в котором участвуют несколько линий скольжения, составляющих полосу. Механизм образования микротрещин базируется или на объединении дислокационных сплошностей материала, или на концентрации больших скалывающих напряжений эшелона дислокаций одного знака на стопоре полосы. Трещины, возникшие путем слияния дислокаций, являются весьма неустойчивыми и могут под действием тепловых флуктуаций, благодаря диффузии атомов, превратиться в наклонные границы полигональных структур. Такой вид релаксации упругих напряжений наблюдали в работе [4] в виде деформационной полигонализации за счет встраивания дислокаций в вертикальные стенки при скольжении их в параллельных линиях полосы.

Трещины скола являются более устойчивыми и растут до магистральных размеров за счет сваливания в них дислокаций одного плоского скопления или с других линий скольжения, или объединением микрополостей с пор, микротрещин [12]. В динамике разрушения при трении необходимо учитывать важную роль внешней поверхности тела с обилием всевозможных концентраторов локальных напряжений (интрузии, надрывы, царапины и т.д.). Они могут быть источниками концентрации напряжений, суммирующихся с напряжениями полос скольжения.

На рис.4 представлена зависимость интенсивности концентрации сдвиговых напряжений σ_{xy} от расстояния от головной части заторможенной полосы x при $N=3$. Штриховая кривая соответствует функции распределения $f(x) = \frac{0.536aL}{x+180} + 120$.

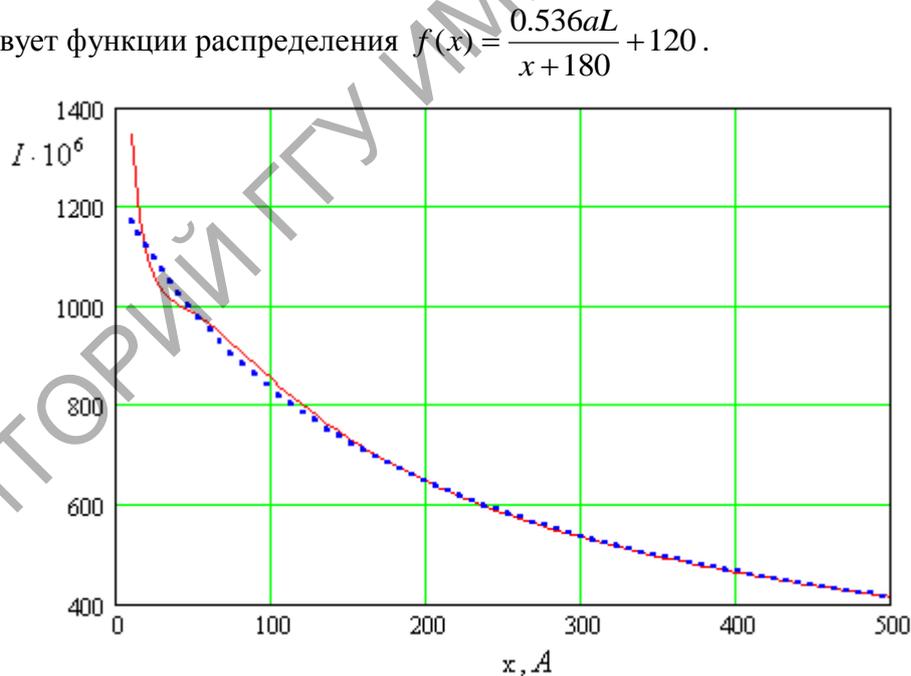


Рисунок 4 – Зависимость σ_{xy} от x для полосы скольжения с $N=3$

Как видно из графика зависимости $I=f(x)$, сдвиговые напряжения быстро затухают, однако на расстоянии 50Å еще сравнимы с уровнем теоретической прочности никеля (10^9 Н/м²). По мере удаления от головной части полосы спад замедляется пропорционально $\sim \frac{1}{x}$. Таким образом, безактивационное зарождение трещин может реализоваться в непосредственной близости от головы скопления. Однако с учетом активационных факторов зарождения трещин (влияние поверхностно-активных веществ, механоциклирование, термоцикли-

рования) элементы разрушения могут реализоваться при значительно больших значениях x .

Рисунок 5 иллюстрирует усиление уровня упругих напряжений $I(x,k)/I(x,1)$ с расстоянием x от головной части полосы скольжения для различных значений плоских скоплений в полосе (N).

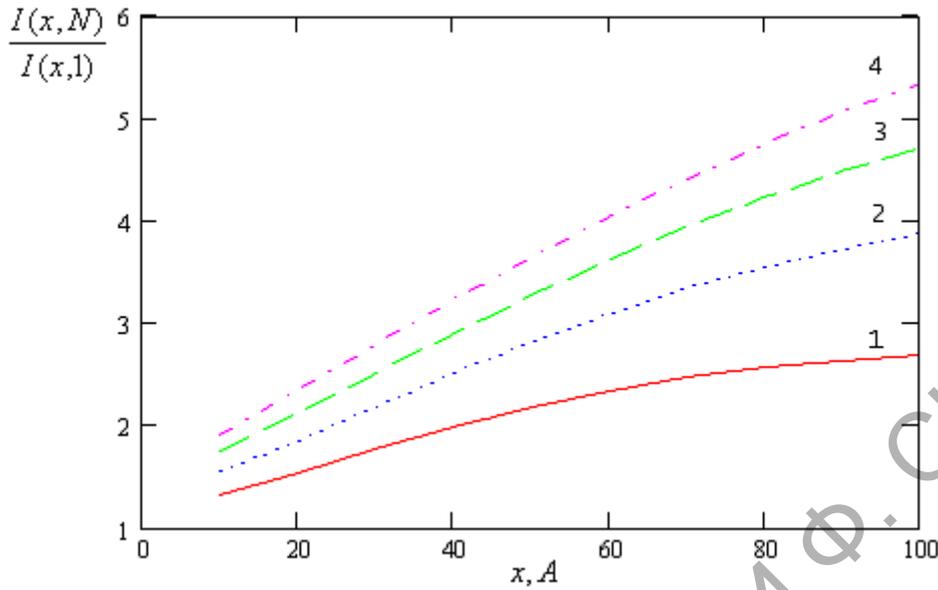


Рисунок 5 – Зависимость относительной интенсивности напряжений σ_{xy} от x для $N=3$ (кривая 1), $N=5$ (кривая 2), $N=7$ (кривая 3), $N=9$ (кривая 4)

В плоскости скольжения (координата x) по мере удаления от головы заторможенного скопления происходит возрастание уровня упругих напряжений. Это обусловлено тем, что интенсивность сдвиговых напряжений для $N=1$ быстро падает с расстоянием, а по мере увеличения числа плоских скоплений (линий скольжения дислокаций N) в полосе этот спад уменьшается. Ввиду суперпозиции полей упругих напряжений область упруго-напряженного состояния растет, а градиенты напряжений уменьшаются. Более подробно результаты вычислений этого отношения даны в Таблице 1.

Таблица 1

Значение $\frac{I(x, N)}{I(x, 1)}$ для различных значений x и N

| $x \setminus N$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-----------------|---|-------|-------|-------|-------|
| 10 | 1 | 1.331 | 1.561 | 1.75 | 1.912 |
| 20 | 1 | 1.531 | 1.859 | 2.122 | 2.348 |
| 30 | 1 | 1.765 | 2.187 | 2.512 | 2.789 |
| 40 | 1 | 1.994 | 2.521 | 2.908 | 3.23 |
| 50 | 1 | 2.19 | 2.832 | 3.284 | 3.653 |
| 60 | 1 | 2.347 | 3.108 | 3.631 | 4.047 |
| 70 | 1 | 2.469 | 3.347 | 3.946 | 4.413 |
| 80 | 1 | 2.564 | 3.553 | 4.231 | 4.751 |
| 90 | 1 | 2.637 | 3.73 | 4.487 | 5.063 |
| 100 | 1 | 2.694 | 3.881 | 4.716 | 5.351 |

Полученные результаты имеют важное значение для описания сложно-напряженных условий области неустойчивых состояний в головной части полосы скольжения, так как при этом необходимо учитывать одновременное действие скальвающих напряжений σ_{yy} , сдвиговых σ_{xy} и ротационных σ_{xx} . Одновременное действие механизма нормального отрыва и тангенциального соскальзывания решетки облегчает зарождение микротрещин впереди за-

торможенной полосы скольжения. Процесс трещинообразования ускоряется наличием в области ранее существующих микронарушений сплошности материала (микропор, вакансионных скоплений, супредислокаций, надрезов и др.). Поскольку при фрикционном нагружении зарождение трещин в кристаллах является результатом концентрации напряжений вследствие действия нескольких процессов, то природа и характер их могут определять критическое напряжение разрушения.

Abstract. Stress distribution in slipbands and some structure preconditions of crack formation in friction are considered in the paper. The continuum theory of dislocations is used for numerical and graphical investigations of the elastic stress fields created by flat congestions of dislocations in a superficial layer of the crystal lattice. It is shown that the fields superposition leads to the strengthening of the stress concentration and expansion of the crystal lattice stressed state area.

Литература

1. Степанов А.В. Явление искусственного сдвигообразования // ЖЭТФ, 1948. – Т.18, вып. 8. – С.741-749.
2. Инденбом В.Л., Орлов А.Н. Физическая теория пластичности и прочности. // УФН – 1962. Т.76. вып.3. С.557-591.
3. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. – Наука, М.: 1983. – 280с.
4. Пинчук В.Г., Савицкий Б.А., Булатов А.С. Особенности изменения дислокационной структуры никеля при трении // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1983. № 9. С.72-75.
5. Иванова В.С., Терентьев В.Ф., Горицкий В.М. Формирование ротационных структур при различных видах нагружения: упрочнение и разрушение // Экспериментальное исследование и теоретическое описание дисклинаций. – Л.: 1984. С.141-147.
6. Крагельский И.В. Фрикционное взаимодействие твердых тел // Трение и износ. – 1980. Т.1, № 1. – С. 12-29.
7. Stroh A.N. The formation of cracks in cristalline solids // Proc.Roy.Soc. 1955. V.232A? N 1191. – p.548-560.
8. Пинчук В.Г. Структурные особенности микропластической деформации поверхностных слоев металла при трении на этапе приработки поверхностей // Трение и износ. – 1996. Т.17, № 4. – С.487-490.
9. Пинчук В.Г., Концевой В.Ф. Некоторые структурные предпосылки трещинообразования при трении // Трение и износ. – 1986. Т.7, № 1. – С.129-135.
10. Пинчук В.Г., Концевой В.Ф. Распределение напряжений в головной части плоских дислокационных скоплений в никеле при фрикционном нагружении // Трение и износ. – 1988. Т.9, № 3. – С.439-446.
11. Хирт Д., Лоте Н. Теория дислокаций. – М.: Атомиздат, 1972. – 600с.
12. Пинчук В.Г., Короткевич С.В., Бобович С.О. Структурные аспекты микропластической деформации и разрушения металлов при трении // Деформация и разрушение материалов. 2007, № 9, с.23-28.