

## МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТАКТА МЕЖДУ СДАВЛИВАЕМЫМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ТЕЛАМИ

*Ю.И. Бойко, М.А. Волосюк, В.Г. Кононенко*

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

*E-mail: marina\_andreevna@inbox.ru*

Предложен и экспериментально апробирован механизм заключительной стадии формирования контакта при высокой температуре после образования в плоскости контакта замкнутых пор. Этот механизм состоит в том, что поры, залечиваясь дислокационно-диффузионным механизмом, образуют скопления призматических дислокационных петель вакансионного типа, которые чередуются со скоплениями ранее образовавшихся призматических петель внедрения. Между вакансионными и внедренными петлями устанавливается диффузионное взаимодействие, приводящее к рекомбинации дефектов разного знака, завершению формирования контакта, залечиванию пор, уменьшению напряжений и плотности дислокаций в контактной области.

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия тел в контакте и формирование физического контакта многопланова и актуальна в современных технологиях – спекания порошков, диффузионной сварки под давлением [1], получения наноматериалов [2], а также при взаимодействии конструктивных элементов в различных технологических устройствах. Процессы, протекающие в контакте, многообразны и сложны, они определяются и свойствами соприкасающихся тел, и внешними условиями – температурой, нагрузкой, радиационными воздействиями и др. Скорость процесса формирования контакта в обычных условиях определяется температурой и нагрузкой. Радиационное облучение конструктивных материалов (например, в ядерных энергетических установках) ускоряет деформационные процессы [3–7], вызывая образование неравновесной концентрации точечных дефектов, зарождение пор и эволюцию пористой структуры, радиационное распухание, динамическую рекристаллизацию, эволюцию дислокационной структуры и пр. Все это существенно усложняет протекание процессов в контакте.

При формировании контакта тела соприкасаются реальными поверхностями, всегда имеющими шероховатости разнообразной геометрии и масштаба. Различные варианты контактов могут быть сведены к предельному случаю – контакт клина (шероховатости) и плоскости. Такая модель обычно закладывается в основу расчетов, и модельных экспериментов по исследованию формирования контакта. Модель «клин–плоскость» позволяет использовать простую плоскую задачу теории упругости для описания распределения напряжений в плоскости контакта, где происходит локальное пластическое деформирование [8]. В [9] экспериментально было показано, что процесс формирования контакта в результате смятия и внедрения шероховатостей при определенных условиях (высокой температуре, отсутствии радиационного облучения, одноосной сжимающей нагрузке) на начальной стадии происходит по дислокационно-диффузионному механизму, и кинетика его контролируется термофлуктуационным расползанием дислокационного ансамбля.

В данной работе на основании анализа изменений геометрии контакта при одноосном сжатии кристаллических тел предложен и экспериментально апробирован механизм переноса вещества на заключительной стадии процесса, когда в плоскости контакта в результате смятия и внедрения шероховатостей образуется плоская система пор.

### ЭВОЛЮЦИЯ ГЕОМЕТРИИ КОНТАКТА В ПРОЦЕССЕ ЕГО ФОРМИРОВАНИЯ И МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ВЕЩЕСТВА НА ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЙ СТАДИИ

По мере расширения контакта распределение напряжений в контактной области изменяется. Нагрузка в начальный момент формирования контакта задается как сила, приложенная на единицу длины острого клина ( $P$ , Н/м). После затупления клина и образования контакта шириной  $W$  нагрузка в образовавшемся контакте уже будет распределенной ( $P/W$ ) и в дальнейшем, по мере роста контакта, уменьшающейся. При этом эффективность работы источников дислокаций и скорость роста контакта за счет рождения дислокаций и их термоактивированного движения уменьшаются. Прямые исследования эволюции дислокационных структур [10] при формировании контакта между сдавливаемыми монокристаллами КС1 геометрии «клин–плоскость» при температуре  $0,8T_m$  показывают, что после формирования квазистационарного дислокационного скопления активность дислокационных источников и плотность дислокаций в контакте постепенно уменьшаются. Активность диффузионных процессов при этом остается неизменной.

В отличие от использовавшейся нами ранее в расчетах [8, 9] модели контакта в виде системы плоских острых клиньев (гребенки), вдавливаемых (сминаемых) в плоское полупространство (рис. 1), в данной работе после достижения относительной ширины контакта  $S = W/W_0 \geq 0,5$  и образования пор рассматривается модель одноосно сжимаемой плоской системы остаточных полостей, образующих двумерный ансамбль (рис. 2).

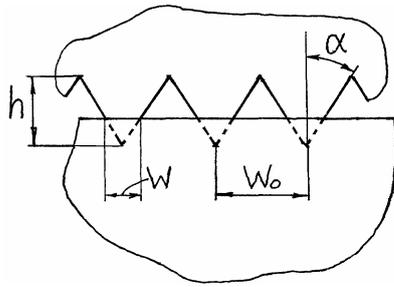


Рис. 1. Образцы для исследования  
( $2\alpha$  – угол при вершине клина,  $h$  – высота клина;  
 $W_0$  – расстояние между вершинами клиньев;  
 $W$  – ширина контакта)

Задача с полостями может быть описана (в первом приближении – если считать полости независимыми) с использованием простого решения плоской задачи для одиночной полости в одноосно сжимаемой широкой полосе [11].

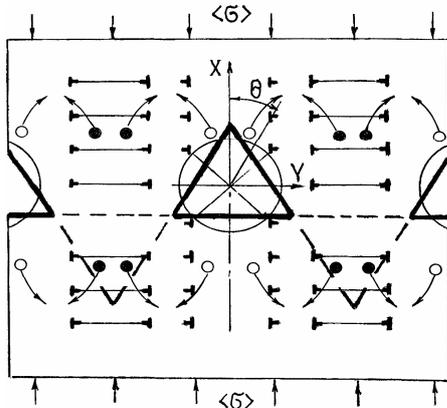


Рис. 2. Схема потоков точечных дефектов на заключительной стадии формирования контакта (○ – вакансии, ● – межузельные атомы):  
 $\langle\sigma\rangle = P/W_0$  – среднее напряжение в контакте;  
 $P$  – нагрузка на единицу длины клина

Из анализа указанного решения [11] следует, что распределение сдвиговых напряжений  $\sigma_{xy}$  в декартовой системе координат XOY с началом координат в центре полости (рис. 2) таково, что в точках на поверхности поры (полярный угол  $\theta$  для которых  $\theta = 0^\circ, 180^\circ$  и  $\theta = \pm 90^\circ$ )  $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$ . Для точек с полярным углом  $\theta \approx \pm 63^\circ$  и  $\theta \approx \pm 117^\circ$  имеем  $\sigma_{xy} \equiv (\sigma_{xy})_{\max} \approx 0,9\langle\sigma\rangle$ . С увеличением расстояния от центра полости  $x$  эти напряжения уменьшаются:  $\sigma_{xy}$  пропорционально  $1/x$  (как и в клине). Знаки «+» и «-» относятся к напряжениям справа и слева от поры. При указанном распределении напряжений с поверхности поры под нагрузкой могут эмитироваться сдвиговые дислокационные петли [12–14] разного знака по разные стороны от центра полости (см. рис. 2), краевые компоненты которых в сумме эквивалентны призматическим петлям вакансионного типа.

Физическая сущность предлагаемого механизма заключительной стадии формирования контакта

состоит в следующем. Вокруг поры при залечивании дислокационно-диффузионным механизмом создаются скопления вакансионных петель (см. рис. 2). Вакансионные петли и полость претерпевают также диффузионное растворение, обусловленное их кривизной, поддерживая в окрестности поры определенную величину вакансионного пересыщения. До образования пор активно действовала система «клин–плоскость». Каждым клином генерировались петли внедрения. После образования пор в кристалле в плоскости контакта возникает чередование областей, заполненных призматическими петлями разного знака, т. е. чередуются области с разным знаком дилатации. Между этими областями возникают градиенты химического потенциала, приводящие к встречным потокам точечных дефектов: вакансий – от залечивающихся пор и вакансионных петель и межузельных атомов – от растворяющихся петель внедрения, образовавшихся ранее и образующихся в текущий момент (см. рис. 2). Эти потоки приводят к рекомбинации дефектов разного знака и соответствующих дислокационных петель, росту ширины контакта ( $S$ ), залечиванию пор, релаксации напряжений в области контакта и уменьшению плотности дислокаций в контактной области. На рис. 2 встречные потоки дефектов противоположного знака условно обозначены стрелками.

Существенная особенность рассматриваемого механизма состоит в том, что в отличие от механизмов, рассмотренных в [8, 9], в ходе протекания которых вещество из области смятия и внедрения шероховатостей внедрялось в окружающую матрицу, что сопровождалось ростом напряжений в окружающем кристалле и торможением формирования контакта, в описываемом процессе вследствие встречных потоков это внедренное вещество в конечном итоге переносится в оставшиеся полости. При этом расширяется контакт и релаксируют напряжения, созданные внедренным веществом.

Из приведенного описания предлагаемого механизма очевидно, что его кинетика будет определяться величиной вакансионного пересыщения, создаваемого в решетке залечивающимися порами и вакансионными дислокационными петлями или иными источниками, связанными, например, с радиационным облучением.

Уравнение растворения петли внедрения, даваемое теорией [15], имеет вид:

$$\frac{dR_l}{dt} = - \frac{2\pi}{b \ln \frac{8R_l}{b}} \left[ \frac{Gb \left( \ln \frac{R_l}{b} + g \right) D\omega}{4\pi(1-\nu)kTR_l} + D_v \Delta C_v \right], \quad (1)$$

где  $R_l$  – радиус дислокационной петли,  $G$  – модуль сдвига,  $b$  – вектор Бюргерса,  $g \cong 2...3$  – величина, которая учитывает энергию ядра дислокации,  $D_v, D$  – коэффициенты диффузии вакансий и атомов соответственно при температуре  $T$ ,  $\omega$  – атомный объем,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $\Delta C_v$  –

пересыщение вакансиями вдали от петель внедрения.

В [9] было установлено, что наблюдаемую кинетику формирования контакта объяснить как лимитируемую растворением петель внедрения за счет их кривизны невозможно, что связано, видимо, с высокой энергией активации этого процесса.

В [9] было установлено, что наблюдаемую кинетику формирования контакта объяснить как лимитируемую растворением петель внедрения в результате их кривизны невозможно, что связано, видимо, с высокой энергией активации этого процесса.

В рассматриваемой модели, когда имеется плоская система залечивающихся пор, растворение петель внедрения происходит за счет пересыщения решетки вакансиями. Поэтому первым слагаемым в (1) можно пренебречь, оставив в квадратных скобках только второе (осмотическое) слагаемое ( $D_V \Delta C_V$ ), и получить уравнение кинетики роста относительной ширины контакта  $S = W/W_0$ , контролируемого растворением петель внедрения. Схема подобного расчета предложена в [8] и использована в [9]. Суть ее состоит в следующем. После приложения нагрузки в контакте эмитируются дислокационные петли внедрения, уходящие на расстояние, где напряжение от нагрузки равно напряжению Пайерлса  $\sigma_p$ , формируя дислокационное скопление.

В рассматриваемой модели зарождение дислокационных петель считается атермическим (негомогенным). Как только разность между напряжением в контакте от внешней нагрузки и обратным напряжением от дислокационного скопления превысит порог Пайерлса  $\sigma_p$ , рождается новая дислокационная петля. Поэтому скорость зарождения не фигурирует в расчете. Полагается, что скорость процесса контролируется скоростью растворения дислокационных петель.

Число дислокаций в скоплении растет до тех пор, пока обратное напряжение скопления через некоторое время  $t_{st}$  не уравновесит напряжение от внешней нагрузки в контакте. Таким образом, дислокационное скопление приобретает квазистационарное состояние (с некоторым числом дислокаций в скоплении), которому соответствует относительная ширина контакта  $S_{st}$ . Скопление дислокаций находится в динамическом равновесии. Когда дислокации уходят из скопления, диффузионно растворяясь в поле вакансионного пересыщения, в контакте рождаются новые дислокационные петли, что приводит к росту ширины контакта. Таким образом, имеются два потока: поток растворения дислокационных петель внедрения и поток рождения дислокационных петель внедрения, приводящий к росту ширины контакта. Приравнявая эти потоки (с учетом скорости растворения петель внедрения, следующей из (1)), получаем уравнение кинетики роста контакта в дифференциальной форме. После его интегрирования с учетом начального условия (при  $t = t_{st}$   $S = S_{st}$ , где  $S_{st}$  – величина контакта в момент

времени  $t_{st}$ ,  $t_{st}$  – время формирования квазистационарного дислокационного ансамбля) получим кинетическое уравнение в интегральной форме:

$$S - S_{st} = B D_V \Delta C_V \langle \sigma \rangle (t - t_{st}),$$

$$B = \frac{4\pi^2(1-\nu)}{[Gb - 2\pi(1-\nu)\gamma] \cdot b \cdot \ln(8R_l/b)}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  – удельная поверхностная энергия.

Уравнение (2) линейно по  $\Delta C_V$ ,  $\langle \sigma \rangle$  и  $t$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО ОБСУЖДЕНИЕ

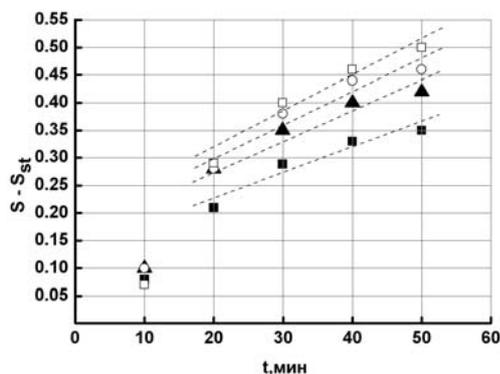
Эксперименты проводились на образцах, изготовленных из гальванически очищенной и отожженной меди. Вид образцов приведен на рис. 1. Размеры образцов  $20 \times 10 \times 5$  мм. Шероховатости (клинья) вырезались на поверхности образца и имели вид в сечении треугольных выступов высотой  $h = 5 \cdot 10^{-5}$  м, находящихся на расстоянии  $W_0 = 10^{-4}$  м друг от друга. Отжиг под нагрузкой производился в вакууме  $10^{-5}$  мм рт. ст. при температуре  $800^\circ\text{C}$  ( $0,8T_m$ ). Ширина образовавшегося одиночного контакта, как и в [8], измерялась профилографически и усреднялась не менее чем по 200 измерениям, а также непрерывно в ходе опытов по данным об электросопротивлении контакта. Снимались зависимости  $S(t)$  при  $\langle \sigma \rangle$ , равных  $2,0 \text{ Ч} 10^7$ ;  $4,0 \text{ Ч} 10^7$ ;  $5,0 \text{ Ч} 10^7$ ;  $7,0 \text{ Ч} 10^7$  Н/м<sup>2</sup>, и  $S(\langle \sigma \rangle)$  при фиксированных значениях времени выдержки под нагрузкой  $t$  (10, 20, 30, 40 и 50 мин). На рис. 3, а, б полученные экспериментальные зависимости представлены в соответствии с уравнением (2) в виде зависимостей  $(S - S_{st})(t)$  и  $(S - S_{st})(\langle \sigma \rangle)$  (с учетом того, что в наших опытах  $t_{st} \approx 5$  мин). Учитывая погрешности в определении  $S$ , относительная величина которых порядка  $\pm(10...15)\%$ , видим, что эти зависимости могут быть аппроксимированы прямыми. Это дает возможность, пользуясь соотношением (2), оценить величину  $D_V \Delta C_V$ . С учетом погрешностей получаем диапазон значений  $D_V \Delta C_V = 10^{-21}...10^{-20}$  м<sup>2</sup>/с. Если учесть, что коэффициент самодиффузии в меди при температуре  $800^\circ\text{C}$  имеет величину примерно  $D = 4 \cdot 10^{-15}$  м<sup>2</sup>/с, а равновесная концентрация вакансий при указанной температуре –  $2 \cdot 10^{-5}$ , то с учетом соотношения  $D = D_V C_V$  получаем оценку для  $\Delta C_V$  – порядка  $10^{-10}...10^{-9}$ .

С другой стороны, можно оценить величину вакансионного пересыщения  $\Delta C_R$ , которое возникает в системе в связи с залечиванием пор и растворением призматических вакансионных петель, испущенных порами. Воспользуемся формулой из [16]:

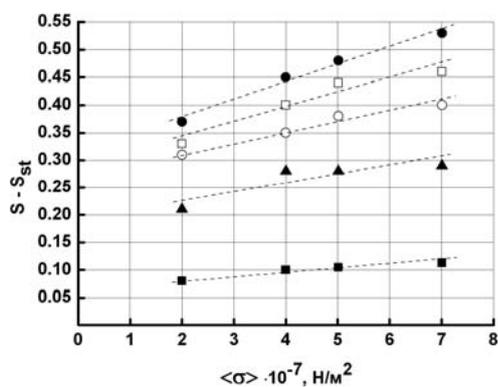
$$\Delta C_R = \frac{2\gamma}{R} \frac{\omega}{kT} C_0. \quad (3)$$

Подставляя значения входящих величин для меди ( $\gamma \approx 0,1 \text{ Гб}$ ,  $G = 4,15 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $b = 3,6 \cdot 10^{-10}$  м;  $\omega = 4,7 \cdot 10^{-29}$  м<sup>3</sup>;  $C_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  – равновесная концен-

трация вакансий;  $T = 1073 \text{ K}$  – температура в опыте), получаем (принимая  $R \cong 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ )  $\Delta C_R \cong 3 \cdot 10^{-9}$ .



а



б

Рис. 3. Зависимости  $(S - S_{st})(t)$  при  $\langle \sigma \rangle, \times 10^7 \text{ Н/м}^2$ : ■ – 2,0; ▲ – 4,0; ○ – 5,04 □ – 7,0 (а) и  $(S - S_{st})(\langle \sigma \rangle)$  при  $t, \text{ мин}$ : ■ – 10; ▲ – 20; ○ – 30; □ – 40; ● – 50 (б)

Сопоставляя оценки  $\Delta C_V$  и  $\Delta C_R$ , видим, что они одного порядка. Это дает основание полагать, что предлагаемая физическая модель дислокационно-диффузионного механизма формирования контакта на заключительной стадии за счет рекомбинации встречных потоков вакансий и междоузлий является реальной. Предлагаемый механизм, по мере формирования контакта и образования остаточных пор, становится преобладающим, поскольку в ходе этого процесса происходит не только рост контакта, но и релаксация напряжений между порами в приграничной области и уменьшение плотности дислокаций в результате рекомбинации дислокационных петель разного знака.

Когда размер пор станет много меньше расстояния между порами, то в ансамбле пор будут происходить коалесценция и залечивание, ход которых будет определяться температурой, величиной и характером нагрузки.

## ВЫВОДЫ

Проведен анализ хода изменения геометрии контакта и пространственного распределения механических напряжений в контактной области при рас-

ширении контакта. Показано, что активность дислокационно-диффузионного механизма, связанная с термофлуктуационным движением дислокаций, при относительной величине контакта  $S = W/W_0$ , более 0,5, постепенно уменьшается. Наряду с этим формируется плоский ансамбль остаточных пор. Проанализировано поле напряжений вокруг пор и показано, что поры при высокой температуре могут залечиваться дислокационно-диффузионным механизмом. Предложена схема действия дислокационно-диффузионного механизма формирования контакта за счет рекомбинации встречных диффузионных потоков точечных дефектов: вакансий от пор и вакансионных петель, а междоузельных атомов от скопленных петель внедрения, образовавшихся ранее.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. А.В. Люшинский. *Диффузионная сварка разнородных материалов*. М.: «Академия», 2006, 208 с.
2. Г.А. Малыгин. Пластичность и прочность микро- и нанокристаллических материалов (обзор) // *Физика твердого тела*. 2007, т. 49, №6, с. 961-982.
3. В.Н. Воеводин, И.М. Неклюдов. *Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов*. Киев: «Наукова думка», 2006, с. 376.
4. *Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение* / Под ред. А.М. Паршина, И.М. Неклюдова, Н.В. Камышанченко. М.-С. Петербург-Белгород, 1998, 378 с.
5. Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко. Кинетика дислокационных ансамблей в деформируемых облученных материалах // *Физика твердого тела*. 1998, №9, с. 1631-1634.
6. В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев. Эволюция микроструктуры в облучаемых материалах // *Физика твердого тела*. 2005, №3, с. 463-467.
7. В.И. Дубинко, А.Н. Довбня, В.А. Кушнир, И.В. Ходак, В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, В.Ф. Клепиков. Деформация поликристаллов Al, Cu в условиях дифференциального и непрерывного высокоэнергетического электронного облучения // *Материалы 51 Международной конференции «Актуальные проблемы прочности»*, 16-20 мая 2011 г. Харьков: ННЦ ХФТИ, 2011, с. 137.
8. В.Г. Кононенко, В.С. Гостомельский, Е.В. Кононенко. Диффузионно-дислокационное формирование контакта между сдавливаемыми шероховатыми поверхностями [сварка давлением] // *Металлофизика*. 1991, № 12, с. 3-12.
9. В.Г. Кононенко, В.С. Гостомельский, Е.В. Кононенко, М.А. Волосюк. Экспериментальные исследования диффузионно-дислокационного механизма формирования контакта между сдавливаемыми шероховатыми поверхностями // *Металлофизика*. 1991, №12, с. 13-21.
10. Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko. Kinetics for dislocation structure formation in contact area of squeezed crystalline solids // *Functional Materials*. 2013, v. 20, p. 44-51.

11. С.П. Тимошенко, Дж. Гудьер. *Теория упругости*. М.: «Наука», 1975, 576 с.

12. D.H. Warner, W.A. Curtin. Origins and implications of temperature-dependent activation energy barriers for dislocation nucleation in face-centered cubic metals // *Acta Materialia*. 2009, v. 57, p. 4267-4277.

13. M.A. Tschopp, D.L. McDowell. Tension-compression asymmetry in homogeneous dislocation nucleation in single crystal copper // *Applied physics letters*. 2007, v. 90, p. 121916-121919.

14. T. Zhu, J. Li, K.J. Van Vliet, S. Ogata, S. Yip, S. Suresh. Predictive modeling of nanoindentation-induced homogeneous dislocation nucleation in copper // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. 2004, v. 52, p. 691-724.

15. А.М. Косевич, Э.К. Саралидзе, В.В. Слезов. Коалесценция дислокационных петель // *ФТТ*. 1964, т. 6, №11, с. 3383-3391.

16. П.Г. Черемской, В.В. Слезов, В.И. Бетехтин. *Поры в твердом теле*. М.: «Энергоатомиздат», 1990, 375 с.

*Статья поступила в редакцию 10.04.2013 г.*

## **МЕХАНІЗМ ФОРМУВАННЯ КОНТАКТУ МІЖ ЗДАВЛЮВАНИМИ КРИСТАЛІЧНИМИ ТІЛАМИ**

*Ю.І. Бойко, М.А. Волосюк, В.Г. Кононенко*

Запропонований і експериментально апробований механізм завершальної стадії формування контакту при високій температурі після утворення в площині контакту замкнутих пор. Цей механізм полягає в тому, що пори, заліковуючись дислокаційно-дифузійним механізмом, утворюють скупчення призматичних дислокаційних петель вакансійного типу, які перемежуються зі скупченнями призматичних петель впровадження, що раніше утворилися. Між вакансійними і впровадженими петлями встановлюється дифузійна взаємодія, що приводить до рекомбінації дефектів різного знаку, завершення формування контакту, заліковування пор, зменшення напружень і густини дислокацій в контактній області.

## **MECHANISM OF CONTACT FORMATION BETWEEN SQUEEZED CRYSTALLINE SOLIDS**

*Yu.I. Boyko, M.A. Volosyuk, V.G. Kononenko*

The mechanism was proposed and experimentally approved for the final stage of the high temperature contact formation after generation of closed pores in the contact plane. The mechanism is that the pores being healed by the dislocation-diffusion mechanism form assemblages of vacancy type prismatic dislocation loops which alternate with clusters of previously formed interstitial prismatic loops. Between the vacancy-type loops and interstitial ones the diffusion interaction is established resulting in recombination of defects with different signs, the contact formation, pore healing, and decreasing stress and dislocation density in the contact area.