

УДК 539.2

О ВЗАИМОСВЯЗИ ЯВЛЕНИЙ ХРУПКОСТИ И СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Л.С.Васильев

*Удмуртский государственный университет
Россия, 426034, Ижевск, Университетская 1,
E-mail: lvas@uni.udm.ru*

В работе обсуждается проблема оценки запаса пластичности металлов в области температур, при которых становится возможным локальное оплавление границ поликристаллов. Показано, что значительная часть пластической деформации, осуществляемая механизмом межзеренного проскальзывания, может быть представлена движением макродислокаций – линейных дефектов структуры плотной упаковки зерен поликристаллов. В рамках этой модели предсказаны различные варианты пластического поведения металлов, включая хрупкое разрушение и сверхпластичность.

При достаточно высоких температурах $T_s > T > 0,5T_s$ (T_s - температура солидуса) границы поликристаллов многих сплавов частично или полностью оплавлены [1-5]. Этим, в частности, объясняется красноломкость некоторых сталей при $T \approx 800^\circ\text{C}$ [1] и явление околосолидусной охрупчиваемости сталей вблизи T_s [2-5]. Считается, что жидкая фаза возникает из-за адсорбции границами вредных примесей типа серы или фосфора, или же из-за раннего плавления вкраплений легкоплавких фаз, связанных с примесями и легирующими элементами сплавов [1-5].

В работах [6,7] было показано, что потеря пластичности сплавов во всех перечисленных выше случаях связана с кавитационной неустойчивостью жидкой фазы при нагружении, причем наиболее существенным условием развития процесса кавитации является неполное (частичное) оплавление межзеренных границ. В этом случае катализатором кавитационных явлений служат локальные разрывы сплошности среды, возникающие из-за пластической деформации ослабленных плавлением межзеренных границ. Важно, что при полном проплавлении границ кавитационные явления в расплаве до определенного уровня нагрузки не возникают, хотя этой нагрузки достаточно для пластического деформирования сплава. В этом случае расплав не охрупчивает, а пластифицирует материал. Возможно также, что при некоторых условиях пластичность материалов неограниченно возрастает, однако из рассмотрения, проведенного в [6,7], механизм этого явления остается не вполне ясным. Учитывая то обстоятельство, что многие стали и сплавы на практике деформируются в горячем состоянии, оценка запаса их пластических свойств представляется актуальной. В предлагаемой работе исследуются пластические свойства сталей и сплавов в поликристаллическом состоя-

нии при температурах, когда частичное или полное оплавление их межзеренных границ становится возможным.

Учитывая сложность математического описания трехмерной межзеренной границы реальных сплавов, рассмотрение проведем на хорошо известной двумерной плоской модели поликристалла [8,9] (см.рис.1). В ней предполагается, что двумерный поликристалл состоит из идентичных зерен, имеющих форму правильных шестиугольников. Экспериментально установлено, что оплавление границ зерен начинается в областях стыка нескольких зерен [1,2,5]. В плоской модели это соответствует началу плавления в тройных стыках правильной сетки, изображенной на рис. 1.

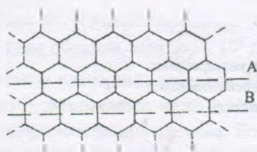


Рис.1. Фрагмент двумерной плоской модели поликристалла с периодической структурой расположения зерен.

Ясно, что требование минимума поверхностной энергии в поликристалле приведет к тому, что углы шестиугольников при оплавлении будут скругляться. В результате первоначально шестиугольное зерно после оплавления будет иметь форму, близкую к окружности (см.рис.2), а весь поликристалл можно в некотором приближении рассматривать в виде плоского плотноупакованного набора шаров, разделенных тонкими слоями жидкой фазы (рис.3)

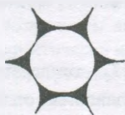


Рис.2. Оплавление межзеренных границ в области тройных стыков со скруглением углов многогранника. Заштрихованная область занята расплавом.

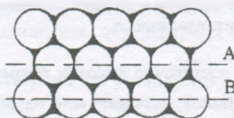


Рис.3. Фрагмент двумерного кристалла с оплавленными границами. Структура расположения зерен периодична.

Если к такому поликристаллу приложить внешнюю нагрузку σ , то он начнет пластически деформироваться путем сдвига плотноупакованных рядов шаров друг относительно друга. Полная деформация ϵ такого агрегата будет складываться из двух слагаемых

$$\epsilon = \epsilon_{in} + \epsilon_r.$$

Здесь ϵ_{in} – деформация, связанная с изменением формы шаров, а ϵ_r – деформация, определяемая сдвигом плотноупакованных рядов шаров. Т.к. простое вращение шаров не вносит вклада общую деформацию, то сдвиг плотноупакованных рядов оказывается непосредственно связанным с деформацией межзеренного скольжения, а величина ϵ_{in} описывает известную адаптационную внутризеренную деформацию [2,8]. Далее для простоты будем полагать, что адаптационная деформация ϵ_{in} сводится лишь к поддержанию формы зерен, близкой к сферической, а основной вклад в макроскопическую деформацию дается величиной ϵ_r . В этом случае деформацией ϵ_{in} в первом при-

ближении можно пренебречь, считая шары жесткими, и тогда задача сводится лишь к оценке возможных значений величины ϵ_r .

Однако оказывается, что в рамках принятой упрощенной модели поставленная задача не может иметь удовлетворительного решения. Действительно, допустим, что мы хотим сдвинуть ряд шаров А относительно ряда В (см. рис.3). Если шары считать жесткими, при таком сдвиге вся работа деформации в основном будет затрачена на растяжение жидкой фазы, а т.к. сжимаемость металлических расплавов мала, то усилие, необходимое на пластическое деформирование, окажется значительно выше реального предела текучести материала. Тем не менее, выход из этого затруднения может быть найден путем достаточно удобной модификации модели.

Главный ее недостаток в том, что в ней предполагается, что все зерна поликристалла идентичны, а структура идеально периодична. Очевидно, что в реальности это не так. В идеальной упаковке всегда есть топологические дефекты, возникающие из-за того, что зерна могут быть построены из разных многогранников [8]. На рис.4 показан один из простейших вариантов такого рода дефектов. Ясно, что т.к. исходная идеальность упаковки здесь нарушена, то после оплавления углов многогранников соответствующая упаковка шаров также будет неидеальной. Возникающий в этом случае структурный дефект показан на рис.5. Такая упаковка шаров представляет собой дислокацию [9]. Аналогичные дефекты шаровых упаковок из пузырьков хорошо известны и неоднократно использовались в демонстрационных целях [9]. Поскольку в нашем случае основным элементом построения структуры является зерно поликристалла, а не атом, в целях удобства дальнейшего использования назовем дефект, изображенный на рис. 5, макродислокацией.

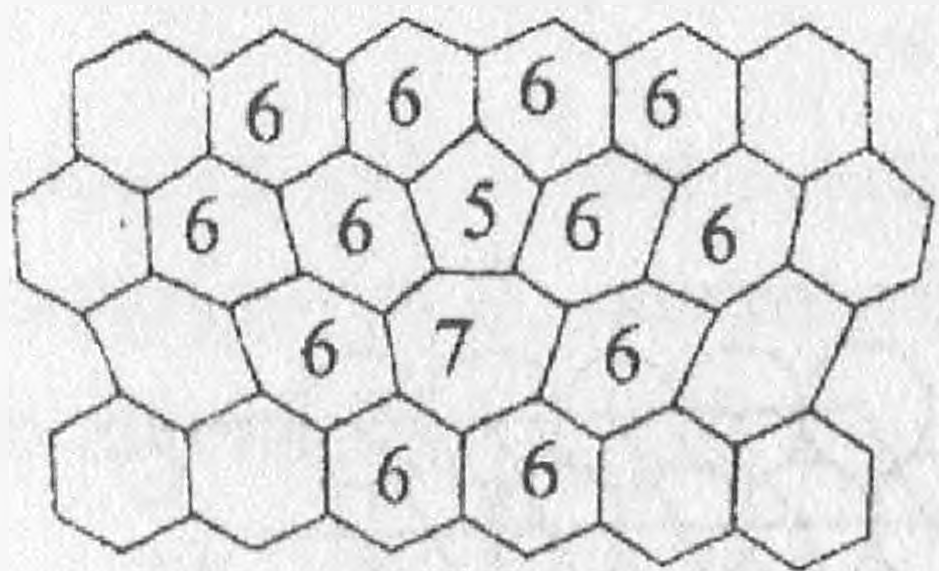


Рис.4. Простейший топологический дефект идеальной упаковки шестигранников на плоскости. Цифрами указано количество граней в многограннике.

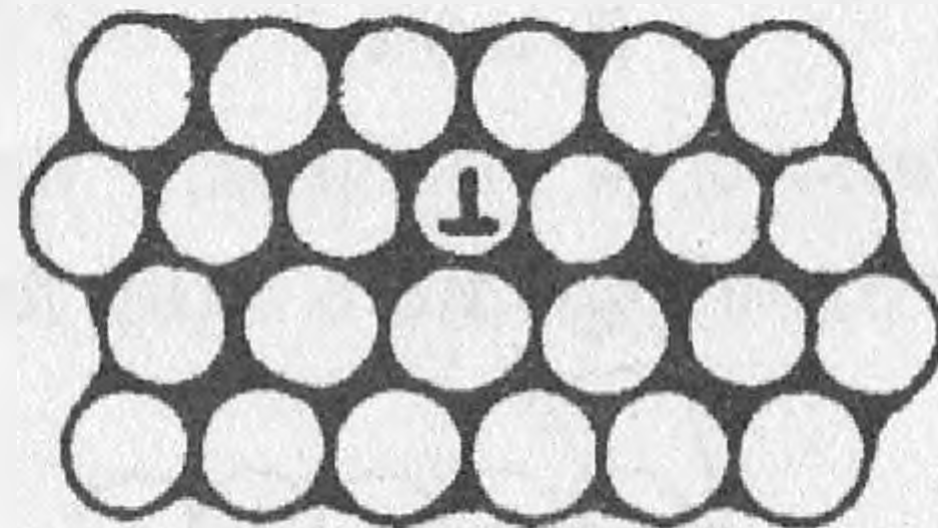


Рис.5. Структура, полученная после оплавления границ у поликристалла, содержащего топологический дефект упаковки зерен, изображенный на рис.4. Символом \perp обозначено место локализации центра ядра макродислокации.

Теперь можно дать окончательную формулировку исследуемой модели поликристалла с оплавленными границами зерен. Будем считать этот поликристалл трехмерным композиционным объектом, составленным из плоских шаровых скоплений, изображенных на рис.5, которые непосредственно соприкасаются друг с другом так, что содержащаяся в каждом из них макродислокация является продолжением соответствующей макродислокации соседнего слоя. В результате получаем трехмерную упаковку шаров одного радиуса R , насквозь пронизанную линиями макродислокаций (не обязательно прямыми и незамкнутыми). Добавим к сказанному, что пустые промежутки между шарами должны быть заполнены жидким расплавом. В качестве некоторого обобщения модели можно считать, что зерна этой структуры не обязательно имеют форму шара, а лишь достаточно близки к ней.

Допустим теперь, что рассматриваемая модель представляет собой композиционную среду с макроскопическим модулем сдвига G , коэффициентом Пуассона ν и содержит макродислокации с одним только вектором Бюргерса $b = 2R$.

Тогда к этой среде можно применить все выводы теории дислокаций [9]. В частности, рассмотрим известную модель Пайерлса-Набарро, согласно которой дислокация может двигаться по кристаллу при сдвиговом напряжении

$$\sigma = \frac{2G}{1-\nu} \exp\left(-\frac{4\pi\xi}{b}\right), \quad (1)$$

где $\sigma \approx b$ — ширина дислокации.

К макродислокациям формула (1) применима полностью и, следовательно, может быть использована для оценки предела текучести поликристалла с оплавленными межзеренными границами. Для этого достаточно оценить только значение модуля сдвига G , входящего в выражение (1), остальные величины легко оцениваются исходя из общих соображений [9]: $\frac{\xi}{b} \approx 1$; $\nu \approx 0,5$. Рассмотрим упругие свойства модельного композита. Проще всего это сделать, рассчитав реакцию материала на сдвиг (см. рис. 6). При этом можно заметить, что если сдвиг производить так, чтобы каждый ряд шаров поликристалла сдвигался относительно другого (как это показано стрелками на рис. 6), композиционная среда будет иметь наибольший модуль сдвига G_g . Такой сдвиг далее будет называть глобальным, а величину G_g — глобальным модулем сдвига. Если же сдвиг провести локально, как это показано на рис. 7, композиционная среда будет иметь минимальный модуль сдвига G_l , который далее будем называть локальным модулем сдвига.

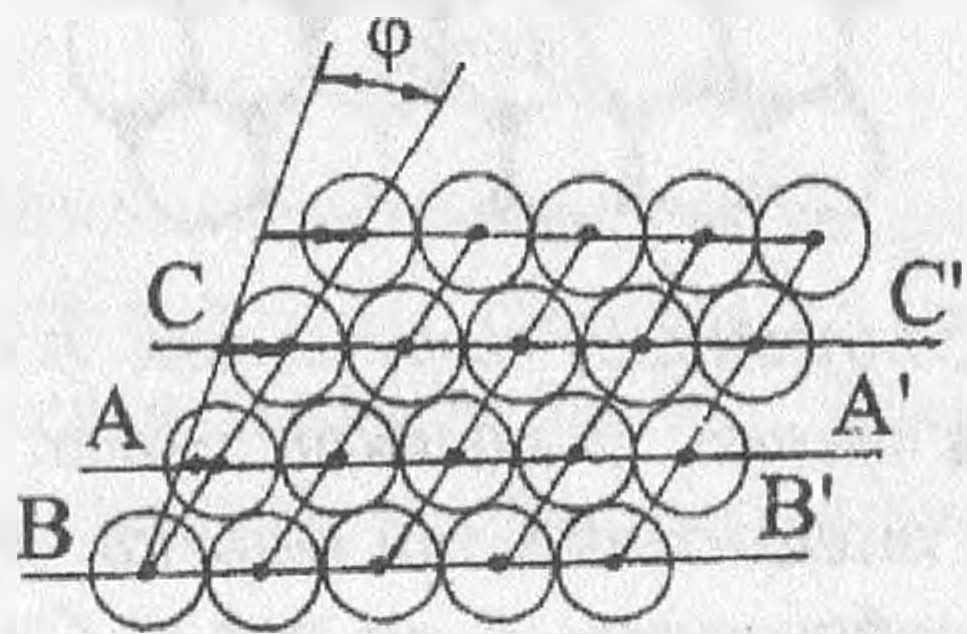


Рис. 6. Глобальный сдвиг поликристалла. φ — угол сдвига.

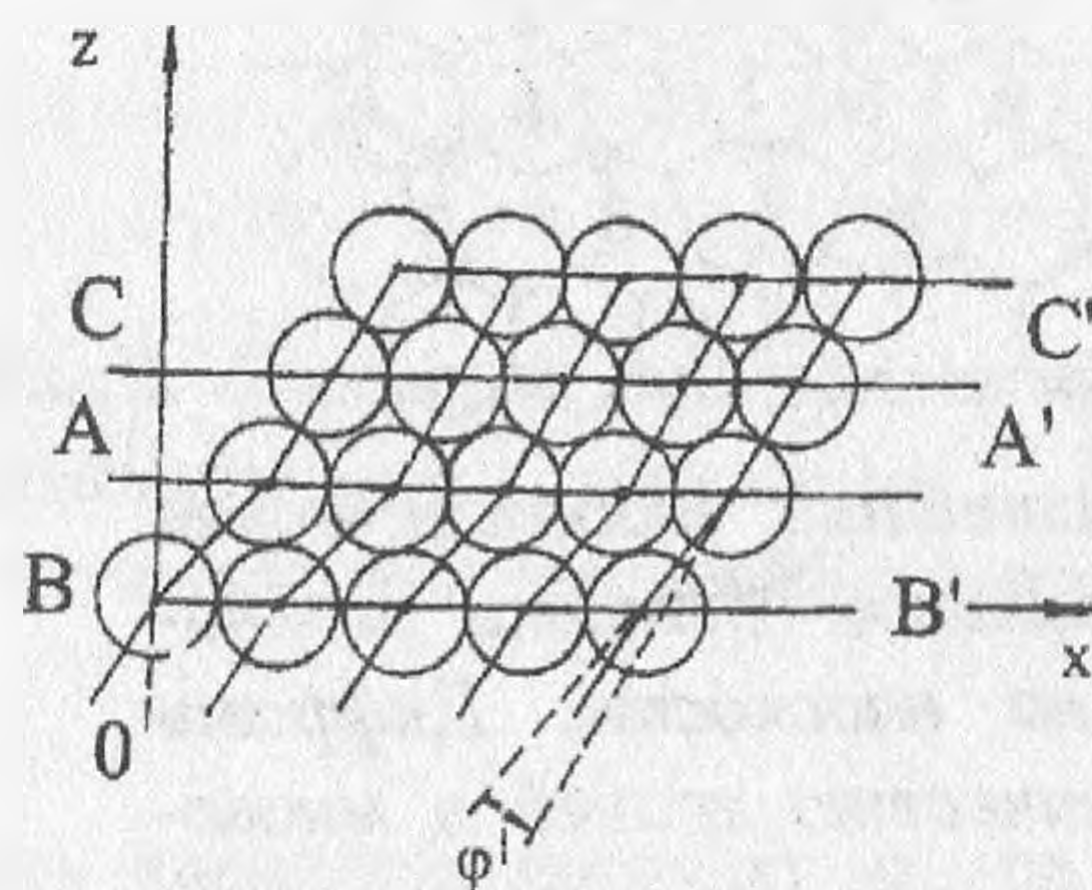


Рис. 7. Локальный сдвиг поликристалла. φ — угол локального сдвига.

Ясно, что $G_l \leq G_g$.

Добавим к сказанному, что при движении дислокации (или макродислокации) сквозь кристалл осуществляется именно локальный сдвиг в плоскости скольжения [9], следовательно, применяя формулу (1) к оценке напряжения сдвига макродислокаций, необходимо использовать вместо величины G значение локального модуля сдвига G_l . Подобной ситуации в простых твердых телах обычно не возникает, т.к. для них всегда полагают $G = G_l = G_g$. Для того, чтобы рассчитать величину G_l , необходимо обратить внимание на то, что рассматриваемый композит реально представляет собой капиллярно-пористую среду, заполненную смачивающей жидкой фазой. При деформирова-

нии такой среды жидкость может передвигаться сквозь нее, преодолевая сопротивление, обусловленное ее сцеплением с границами твердой фазы и вязкостью. Математические модели поведения капиллярно-пористых сред хорошо известны [10] и по мере необходимости будут коротко изложены ниже.

Предположим, что сдвиг ряда шаров AA' относительно ряда BB' производится вдоль оси x системы координат zox (рис. 7) со скоростью v_d . Т.к. решетка шаров периодична, характерное время, за которое осуществляется перераспределение плотности жидкости $\rho(z, x)$ равно

$$\tau = \frac{R}{v_d}. \quad (2)$$

Функция $\rho(z, x)$ удовлетворяет уравнению фильтрации [10]

$$\frac{\partial(\Pi\rho)}{\partial t} - \text{div}\left(\frac{\Pi K_f}{\eta\gamma} \vec{\nabla}\rho\right),$$

где Π – пористость среды; K_f – коэффициент фильтрации; η – коэффициент сдвиговой вязкости жидкости; γ – сжимаемость жидкости; $\vec{\nabla}$ – векторный дифференциальный оператор.

Оно описывает распространение возмущений плотности жидкой фазы

$$\delta\rho(z, t) = \rho(z, t) - \rho_0 \quad (3)$$

в пространстве и времени при локальном сдвиге пористой среды. Исчезающее на бесконечности решение для $\delta\rho$ дается формулой:

$$\delta\rho(z, t) = -\frac{\beta}{\sqrt{\pi\alpha}} \left\{ t^{1/2} \exp\left(\frac{z^2}{4\alpha t}\right) - \frac{z}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \text{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \right\}. \quad (4)$$

Используя (4) и связь между распределениями плотности и давления p [10] $\delta\rho = \rho_0 \exp(\gamma(p - p_0))$, легко найти давление жидкой фазы в любой точке среды, а с помощью закона Дарси [10]

$$\vec{v} = -\frac{K_f}{\eta} \vec{\nabla}p$$

рассчитывается поле скоростей жидкости $\vec{v}(z, t)$.

Найдем среднее распределение плотности за характерное время τ , определяемое формулой (2). По определению

$$\langle \rho \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \rho(z, t) dt.$$

Подставляя сюда выражение (9), получим

$$\langle \rho(z) \rangle_\tau = \rho_0 - \frac{\beta}{\sqrt{\pi\alpha}} \left\{ \frac{2}{3} \tau^{1/2} \exp\left(\frac{z^2}{4\alpha\tau}\right) \left(1 - \frac{5z^2}{4\alpha\tau}\right) - \frac{z}{6} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \text{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right) \left(3 - \frac{5z^2}{2\alpha\tau}\right) \right\}.$$

Эта формула показывает, что в среднем возмущение плотности распространяется на область $z \in [+ \delta, - \delta]$, $\delta \approx 2\sqrt{\alpha\tau}$, а максимальное растяжение жидкой фазы в плоскости локального сдвига определяется формулой

$$\langle \rho \rangle_{\min} = \rho_0 \left\{ 1 - \frac{2\beta}{3\sqrt{\pi\alpha}} \tau^{1/2} \right\}.$$

Используя полученные результаты, легко оценить величину модуля локального сдвига

$$G_l \approx \frac{1}{3} \left\{ K_l \left[\frac{R}{V_l \left(R + 4 \sqrt{\frac{RK_f}{3\gamma\eta v_d}} \right)} - V_l \right] - K_s V_s \right\}. \quad (5)$$

Выражение (5) обладает несколькими интересными особенностями:

1. Зависимость локального модуля сдвига от скорости деформирования v_d . Функция $G_l = G_l(v_d)$ ведет себя достаточно необычно. При $v_d \rightarrow \infty$ $G_l \rightarrow G_g$, с уменьшением v_d G_l падает и, наконец, при некоторых значениях v_d вблизи нуля модуль локального сдвига становится отрицательным. Конечно, это не означает, что среда реально теряет устойчивость на сдвиг, однако это свидетельствует о том, что при выполнении условия $G_l \leq 0$ межзеренное проскальзывание осуществляется легко и основная работа по деформированию образца затрачивается на адаптационную внутреннюю деформацию.

2. Зависимость локального модуля сдвига от радиуса исходного зерна поликристалла.

Функция $G_l = G_l(R)$ положительна для достаточно больших R и при $R \rightarrow \infty$ $G_l \rightarrow G_g$. С уменьшением R G_l монотонно уменьшается и для некоторых значений R вблизи нуля G_l становится отрицательным. Это означает, что мелкозернистые образцы значительно менее устойчивы на сдвиг, чем образцы, обладающие крупным зерном.

3. Зависимость локального модуля сдвига от температуры T .

Зависимость $G_l = G_l(T)$ весьма существенна из-за следующих обстоятельств. Объемная доля жидкой фазы $V_l = V_l(T)$, вязкость $\eta = \eta(T)$ и коэффициент фильтрации $K_f = K_f(T)$ являются достаточно резкими функциями температуры [10]. Каждая из них приводит к снижению величины G_l с повышением температуры, поэтому суммарный их вклад может оказаться значительным.

Возвращаясь теперь к формуле (3), фактически определяющей предел текучести композита, с учетом сказанного можно утверждать, что при достаточно высоких температурах мелкозернистые образцы при не слишком высоких скоростях деформирования будут сверхпластичны, т.к. макродислокации могут двигаться сквозь образец почти беспрепятственно. Режимы такой термомеханической обработки определяются неравенством

$$K_l \left\{ \frac{R}{V_l \left(R + 4 \sqrt{\frac{RK_f}{3\gamma\eta v_d}} \right)} - V_l \right\} \leq K_s V_s.$$

Список литературы

1. Гуляев А.П. *Металловедение*. М.:Металлургия, 1977. 647 с.
2. Полухин П.И., Горелик С.С., Воронцов В.К. *Физические основы пластической деформации*. М.:Металлургия, 1982. 584 с.
3. Weinberg F. The ductility of continuously - cast steel near the melting point - hot tearing// *Met. Trans.* 1979. Vol. 10B, N6. P. 219-227.
4. Podberg R. An investigation on the hot ductility of steel by performing tensile test on "In situ solidified" sampels// *Scand. J. of Met.* 1983. Vol.12, N2. P. 51-56.
5. Никонова Р.М., Забильский В.В. Вязко-хрупкий переход в сталях при околосолитусных температурах (обзор). М.,1998, 44 с. Рукопись деп. в ВИНТИ, № 2028-В98.
6. Васильев Л.С. Капиллярные явления вблизи тройной точки и проблема околосолитусной хрупкости металлов и сплавов//Тез.докл. IV Всерос.унив.-акад. науч.-прак. конфер., Ижевск, март 1999.-Ижевск: Изд.УдГУ, 1999.Ч.7.С.53-54.
7. Васильев Л.С., Ломаева С.Ф. К проблеме красноломкости и околосолитусной охрупчиваемости сталей/ XXXV семинар "Актуальные проблемы прочности" Псков, 15-18 сентября 1999 г. Механизмы деформации и разрушение перспективных материалов. Псков. 1999.Ч.1. С.296-299.
8. Мартин Дж., Доэрти Р. *Метастабильность микроструктуры металлических систем*. М.: Атомиздат, 1978. 280 с.
9. Хирт Дж., Лоте И. *Теория дислокаций*. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
10. Лыков А.В. *Тепломассообмен. Справочник*. М.: Энергия, 1978. 480 с.