

УДК 539.3; 539.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЯЧЕГО ИЗОСТАТИЧЕСКОГО ПРЕССОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИКЕЛЕВОГО ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА С УЧЕТОМ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ И ДИФФУЗИИ ВАКАНСИЙ

© 2025 г. А. И. Епишин^а, *, Д. С. Лисовенко^б, **

^аИнститут структурной макрокинетики и проблем материаловедения
им. А.Г. Мержанова РАН, Черноголовка, Россия

^бИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail: a.epishin2021@gmail.com, **e-mail: lisovenk@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 09.02.2025 г.

После доработки 25.02.2025 г.

Принята к публикации 26.02.2025 г.

Предложена комплексная модель аннигиляции пор в процессе ГИПа, учитывающая одновременное действие механизмов пластического течения материала и диффузионного растворения пор вследствие эмиссии вакансий поверхностью поры. Полученные математические уравнения применены для анализа кинетики аннигиляции пор в монокристаллах никелевого жаропрочного сплава CMSX-4 в процессе ГИПа, применяемого к этому сплаву в промышленности. Из проведенного анализа следует, что в данных условиях оба механизма (пластического течения и диффузии вакансий) вносят сопоставимый вклад в сокращение объема пор. С повышением давления ГИПа вклад пластического течения увеличивается, тогда как вклад диффузии вакансий понижается. Крупные поры сокращаются в объеме в основном по механизму пластического течения, однако на окончательной стадии закрытия пор более активен механизм диффузии вакансий. Для обеспечения надежного залечивания пор по вакансионному механизму ГИП следует проводить при умеренном давлении аргона в газостате.

Ключевые слова: монокристаллы никелевых жаропрочных сплавов, пористость, горячее изостатическое прессование, пластическая деформация, диффузия вакансий

DOI: 10.31857/S1026351925030032, EDN: AZGETQ

1. Введение. Лопатки горячего тракта газотурбинных двигателей работают при высоких температурах (до 1100–1150 °С) в очень тяжелых эксплуатационных условиях, которые включают различного типа термомеханические нагрузки и коррозионное воздействие продуктов горения топлива. Поэтому такие турбинные лопатки изготавливают из жаропрочных коррозионно стойких никелевых сплавов новых поколений, применяя самые

современные технологии. Для повышения конструкционной прочности лопаток их направленно кристаллизуют в виде “технических монокристаллов” [1, 2], в которых отсутствуют большеугловые границы, по которым происходит окисление и межзеренное разрушение. Однако эта технология несвободна от недостатков – при направленной кристаллизации лопаток в процессе дендритного роста в межосном пространстве образуются литейные (кристаллизационные S-поры), размером до нескольких десятков микрон, а при последующей высокотемпературной гомогенизации и растворении неравновесной эвтектики возникают более мелкие гомогенизационные H-поры, размером 5–10 мкм [3–5]. Объемная доля и размер пор определяются как химическим составом сплава [6], так и условиями кристаллизации и термической обработки [7, 8]. Пористость в монокристаллических лопатках невелика и не превышает нескольких десятых объема процента, однако она значительно понижает усталостную прочность материала лопаток в интервале температур 20–750 °С [9, 10]. При циклическом нагружении вследствие концентрации напряжений вблизи пор происходит накопление пластического повреждения, охрупчивание и зарождение усталостных трещин. Для залечивания пористости в промышленности монокристаллические лопатки подвергают горячему изостатическому прессованию (ГИП), что на порядок повышает усталостную долговечность при вышеуказанных температурах [9, 10]. Однако несмотря на промышленное применение ГИПа при производстве лопаток, физический механизм залечивания пор в монокристаллических никелевых жаропрочных сплавах не совсем ясен, что затрудняет выбор технологических параметров ГИПа (температура T , давление p_e , длительность t), обеспечивающих надежное залечивание пор без повреждения дорогостоящих изделий (оплавление, рекристаллизация). Согласно мнению авторов работы [11], закрытые ГИПом поры могут вновь открыться при высокотемпературном нагружении и вызвать разрушение материала.

В настоящее время предложены два механизма аннигиляции пор в процессе ГИПа монокристаллов никелевых жаропрочных сплавов. Первый – сокращение пор вследствие пластической деформации окружающего ее материала [12]. Второй – диффузионное растворение пор вследствие эмиссии вакансий поверхностью поры [13]. При этом предпочтительным механизмом залечивания пор является второй вакансионный, при котором поры постепенно уменьшаются в размере и исчезают, тогда как при первом механизме пластической деформации возможна потеря устойчивости формы поры и ее схлопывание с образованием опасного двумерного структурного дефекта, подобного трещине.

В настоящей работе предполагается, что аннигиляция пор при ГИПе может происходить вследствие одновременного действия обоих вышеуказанных механизмов. Предложенная комплексная модель ГИПа (пластическое течение с диффузией вакансий) позволяет анализировать активность того или иного механизма в зависимости от параметров ГИПа, а также объяснить результаты экспериментального исследования ГИПа монокристаллов никелевых жаропрочных сплавов.

2. Модель для описания аннигиляции пор в процессе ГИПа. Для описания ГИПа материала с порами использовали репрезентативный элемент структуры в виде толстостенной изотропной сферы с центральной порой. Такое приближение обосновано, когда объемная доля пор низка, что характерно для монокристаллических никелевых жаропрочных сплавов, где объемная доля пор не превышает нескольких десятых процента. Например, в полностью термообработанном сплаве CMSX-4, рассматриваемом ниже в настоящей работе, объемная доля пор $f_{p,0} \cong 0.21\%$. Отсюда и далее будем обозначать как $f_{p,0}$ объемную долю пор до ГИПа и как f_p – текущую объемную долю пор в процессе ГИПа. Как следует из рис. 1, между объемной долей пор и размерами используемой модели имеются следующие геометрические соотношения:

$$f_{p,0} = \left(\frac{R_{p,0}}{R_{s,0}} \right)^3, \quad (2.1)$$

$$f_p = \left(\frac{R_p}{R_s} \right)^3, \quad (2.2)$$

где R_p , $R_{p,0}$, $R_{s,0}$ и R_s – соответственно начальные и текущие радиусы поры и сферы.

Полагается, что в процессе ГИПа пора сжимается под действием эффективного давления Σp , равного сумме внешне приложенного давления p_e и давления Лапласа p_L , обусловленного поверхностным натяжением поры γ_M :

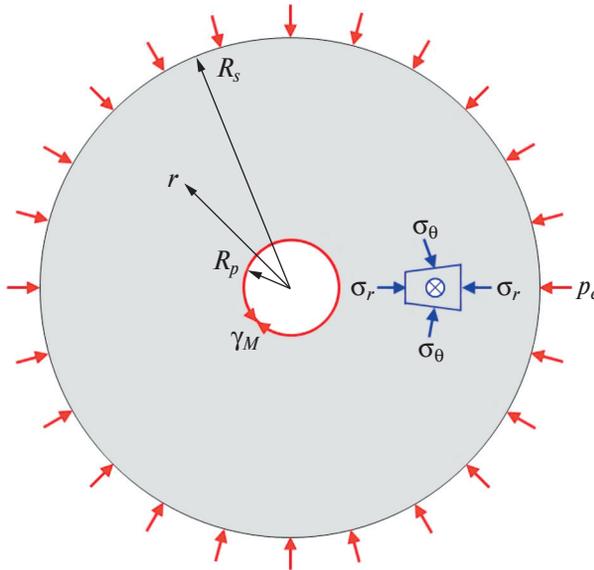


Рис. 1. Модель для описания кинетики аннигиляции пор в процессе ГИПа – толстостенная изотропная сфера с центральной порой под действием внешнего давления ГИПа p_e и поверхностного натяжения поры γ_M .

$$\sum p = p_e + p_L, \quad p_L = 2\gamma_M / R_p. \quad (2.3)$$

Полагается, что в процессе ГИПа пора сжимается за счет пластического течения материала сферы и диффузии вакансий, испускаемых поверхностью поры и диффундирующих к поверхности сферы. Поверхность сферы рассматривается как аналог малоугловой или большеугловой границы кристаллической структуры, на которой вакансии аннигилируют. Материал сферы считается несжимаемым, т.е. в любой момент времени t выполняется следующее соотношение:

$$\frac{4}{3}\pi(R_s^3 - R_p^3) = \frac{4}{3}\pi(R_{s,0}^3 - R_{p,0}^3). \quad (2.4)$$

Согласно сертификату производителей на монокристаллические никелевые жаропрочные сплавы в них содержится небольшое количество компонентов воздуха — азота и кислорода. Например, согласно сертификату компании Howmet Alcoa (USA) сплав CMSX-4 имеет кислород и азот в равных массовых долях $c_O = 2 \cdot 10^{-6}$ и $c_N = 2 \cdot 10^{-6}$. Однако, как показали расчеты, проведенные авторами в работе [14] для этого сплава, при температуре ГИПа азот и кислород очень быстро диффундируют из пор в металл и не препятствуют процессу аннигиляции пор. Поэтому в настоящей работе полагалось, что поры являются вакуумными, т.е. не содержат какого-либо газа.

3. Определение параметров степенного закона ползучести монокристаллов сплава CMSX-4 с учетом обратного напряжения. Для описания пластического течения материала в условиях ГИПа воспользуемся степенным законом ползучести, включающим обратное напряжение σ_B (Backstress, см., например, [15]):

$$\dot{\epsilon} = A(\sigma - \sigma_B)^n, \quad (3.1)$$

где $\dot{\epsilon}$ — минимальная (стационарная) скорость ползучести, а A, n и σ_B — константы материала.

Введение обратного напряжения в настоящей работе объясняется следующим. Физический смысл σ_B заключается в том, что в материале присутствуют барьеры, тормозящие движение деформационных дислокаций, т.е. понижающие эффективную силу, действующую на дислокации. В никелевых жаропрочных сплавах основными барьерами являются упрочняющие интерметаллидные выделения γ' -фазы. В условиях промышленного ГИПа этих сплавов, проводимого обычно при температурах вблизи γ' -солвуса, лишь редкие γ' -выделения, расположенные в междендритных пространствах, остаются нерастворенными [16]. В тоже время даже эти немногочисленные γ' -выделения, по-видимому, оказывают заметный тормозящий эффект на движение дислокаций, что следует из более высокого сопротивления ползучести сплава CMSX-4 по сравнению с однофазным сплавом аналогом γ -матрицы сплава CMSX-4 [17]. Кроме того, при высоких температурах дислокации тормозятся атмосферой Коттрелла, образованной из медленно диффундирующих атомов легирующих элементов (W, Re), сегрегирующих у ядер дислокаций. Как

показывает моделирование [12], при ГИПе никелевых жаропрочных сплавов в большей части материала интенсивность напряжений имеет низкую величину, поэтому не учет обратного напряжения в этом случае может быть критичным.

Применим (3.1) для аппроксимации экспериментальных данных для скоростей ползучести $\dot{\epsilon}_i = f(\sigma_i)$, полученных в работе [16] для [001] монокристаллов сплава CMSX-4 при 1288 °С и разных приложенных напряжениях σ_i , см. рис. 2. Здесь индекс i означает номер испытания. Для определения оптимальных величин A , n и σ_B будем использовать процедуру, предложенную в работе [17], где данные константы определяли путем максимизации коэффициента детерминации:

$$r^2(A, n, \sigma_B) = 1 - \frac{SS_{res}}{SS_{tot}}, \quad (3.2)$$

$$SS_{res} = \sum_{i=1}^N [\log \dot{\epsilon}_i - A - n(\sigma_i - \sigma_B)], \quad (3.3)$$

$$SS_{tot} = \sum_{i=1}^N (\log \dot{\epsilon}_i - \overline{\log \dot{\epsilon}})^2, \quad (3.4)$$

где $A = \log A$, N – число испытаний на ползучесть и $\overline{\log \dot{\epsilon}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \log \dot{\epsilon}_i$.

Максимизацию $r^2(A, n, \sigma_B)$ осуществляли в два этапа. На первом этапе фиксировали значение n и с помощью линейной регрессии определяли оптимальные значения $A(n)$ и $\sigma_B(n)$, соответствующие максимальному значению r^2 . Величину n варьировали в пределах от 2 до 6. На втором этапе строили график $r^2 = f(n)$ и по максимуму этой кривой определяли оптимальное значение n , в настоящем случае оптимальное $n \cong 4$, см. рис. 3. Этому значению n соответствуют $A(n=4) = 3.57 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1} \cdot \text{МПа}^{-4}$ и $\sigma_B(n=4) = 2.62 \text{ МПа}$. Кривая функции (3.1) с данными параметрами показана на рис. 2 сплошной линией. Для сравнения на рис. 2 также приведена штриховая прямая линейной регрессии в предположении, что в уравнении (3.1) $\sigma_B = 0$. Видно, что аппроксимация с $\sigma_B \neq 0$ лучше описывает экспериментальные данные, чем аппроксимация с $\sigma_B = 0$. Соответственно в первом случае коэффициент детерминации $r_{BS \neq 0}^2 = 0.989$ выше, чем во втором $r_{BS=0}^2 = 0.974$.

В работах [16, 17] было показано, что при температуре ГИПа, превышающей температуру γ' -солвуса, сопротивление ползучести γ -матрицы минимально в высокосимметричном направлении [001], при нагружении вдоль которого активируются 8 октаэдрических систем скольжения 011{111} с высоким фактором Шмида, равным 0.408. Поэтому при использовании в моделировании ГИПа уравнения (3.1) с параметрами для ориентации [001] с экстремально высокой скоростью ползучести время аннигиляции пор будет сильно занижено. Более логично при моделировании ГИПа использовать скорость ползучести в низкосимметричных направлениях, которые соответствуют подавляющему большинству радиальных направлений, исходящих из центра

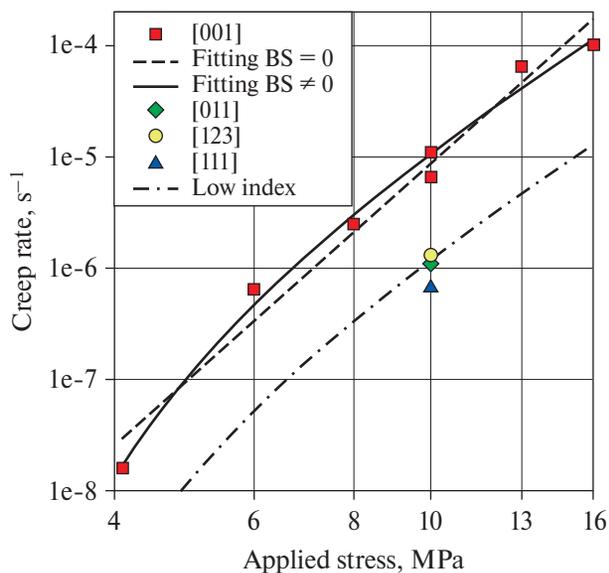


Рис. 2. Точки – зависимость минимальной скорости ползучести монокристаллов сплава CMSX-4 различных кристаллографических ориентаций от прикладываемого напряжения [16]. Сплошная и штриховая линии – аппроксимация точек для ориентации [001] соответственно с $\sigma_B \neq 0$ и $\sigma_B = 0$. Штрихпунктирная линия – предполагаемая зависимость для низкосимметричных ориентаций [011] и [123].

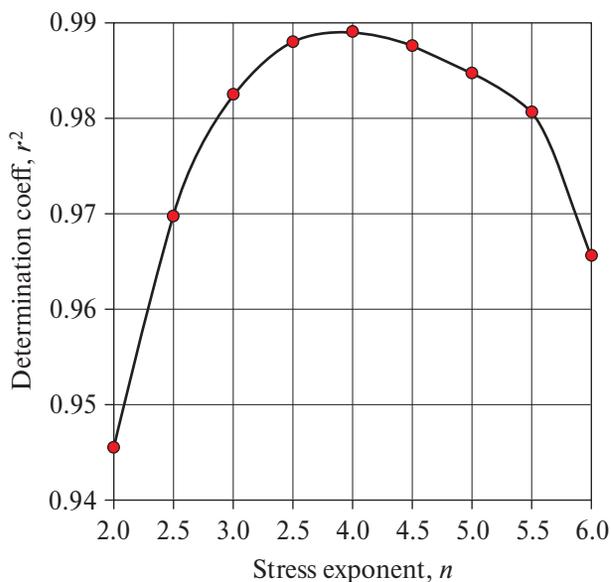


Рис. 3. Нахождение оптимального значения степени n путем максимизации коэффициента детерминации $r^2 = f(n)$.

сферической поры, см. рис. 1. К таким можно отнести направления [011] и [123], для которых в работе [16] были определены скорости ползучести при напряжении 10 МПа. В настоящей работе, как и в [16, 17], полагалось, что анизотропия скорости ползучести γ -матрицы определяется ориентационной зависимостью множителя A , тогда как n и σ_B не зависят от ориентации. Корректировка уравнения (3.1) для скоростей ползучести в направлениях [011] и [123] дала $A = 4 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{МПа}^{-4}$. Штрихпунктирная кривая, построенная по уравнению (3.1) с данным значением A , показана на рис. 2. В дальнейших расчетах для описания пластического течения использовали уравнение (3.1) со следующими параметрами: $A = 4 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{МПа}^{-4}$, $n = 4$ и $\sigma_B = 2.62 \text{ МПа}$.

4. Уравнения для численных вычислений. Дифференциальное уравнение, описывающее кинетику сжатия поры за счет пластического течения, подчиняющегося степенному закону ползучести с обратным напряжением σ_B (уравнение (2.1),) имеет вид, см. в приложении формулу (29А):

$$\frac{df_{p,plast}}{dt} = -\frac{3}{2} A \frac{f_p(1-f_p)}{(1-f_p^{1/n})^n} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{3}{2} \Sigma p + \sigma_B \ln(f_p) \right) \right]^n, \quad (4.1)$$

где f_p – объемная доля поры в момент времени t ; A и n – соответственно предельной множитель и степень напряжения в (3.1). По сравнению с формулой (29А) из приложения в (4.1) учтено, что при ГИПе $\Sigma p > 0$.

Согласно работе [13] кинетика сжатия поры в никелевом сплаве за счет диффузии вакансий описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dR_{p,diff}}{dt} = -\frac{D_M^M V_{at}}{\xi k T} \frac{\Sigma p}{R_p (1-f_p^{1/3})}, \quad (4.2)$$

где R_p – текущий радиусы поры, $D_M^M = 5.62 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $V_{at} = 1.238 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$ – соответственно коэффициент самодиффузии в никеле и атомный объем в сплаве CMSX-4 при температуре $T = 1561 \text{ К}$ (1288 °С), $\xi = 0.781$ – коэффициент корреляции для ГЦК кристаллов и $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$ – постоянная Больцмана.

Уравнение (4.2) описывает парциальный вклад диффузии вакансий в скорость сокращения радиуса поры dR_p/dt , тогда как уравнение (4.1) – парциальный вклад пластической деформации в скорость сокращения объемной доли поры df_p/dt . Поэтому для того чтобы определить их суммарный вклад в dR_p/dt , для уравнения (4.1) требуется формула для расчета dR_p/dt , исходя из величины df_p/dt .

Эту связь можно получить исходя из соотношений (2.1), (2.2), (2.4), из которых следует:

$$R_p = R_{p,0} \left(\frac{f_{p,0}^{-1} - 1}{f_p^{-1} - 1} \right)^{1/3}. \quad (4.3)$$

Дифференцируя (4.3) по времени, получаем:

$$\frac{dR_p}{dt} = \frac{R_{p,0}}{3} \frac{(f_{p,0}^{-1} - 1)^{1/3}}{f_p^2 (f_p^{-1} - 1)^{4/3}} \frac{df_p}{dt}. \tag{4.4}$$

Беря $df_{p,plast}/dt$ из (4.1) по соотношению (4.4), получаем $dR_{p,plast}/dt$.
 В итоге получаем суммарную скорость уменьшения радиуса поры:

$$\frac{dR_p}{dt} = \frac{dR_{p,plast}}{dt} + \frac{dR_{p,diff}}{dt}. \tag{4.5}$$

По сути, уравнение аддитивности (4.5), с учетом (4.3) и (4.4) сводит дифференциальные уравнения (4.1), (4.2) в одно относительно $R_p(t)$.

5. Результаты и их обсуждение. На рис. 4 представлены графики уменьшения диаметра поры в сплаве CMSX-4 в процессе ГИПа при температуре $T = 1288 \text{ }^\circ\text{C}$ и внешнем давлении $\sigma_e = 103 \text{ МПа}$ – режим ГИПа, который промышленно применяется к лопаткам из этого сплава. Начальный диаметр поры $D_{p,0}$ полагается равным 10 мкм – размер, соответствующий максимуму на гистограмме пористости в этом сплаве в полностью термообработанном состоянии [18]. Представленные кривые рассчитаны в предположении различных механизмов ГИПа: синяя, зеленая и штриховая красная кривые рассчитаны в предположении пластического течения (P), диффузии вакансий (D) и совместно P + D под внешним давлением p_e (без давления Лапласа p_L) соответственно. Видно, что при пластическом течении пора начинает быстро сжиматься, но по мере сжатия скорость уменьшения диаметра dD_p/dt понижается и после 60 мин ГИПа пора полностью не аннигилирует, а лишь

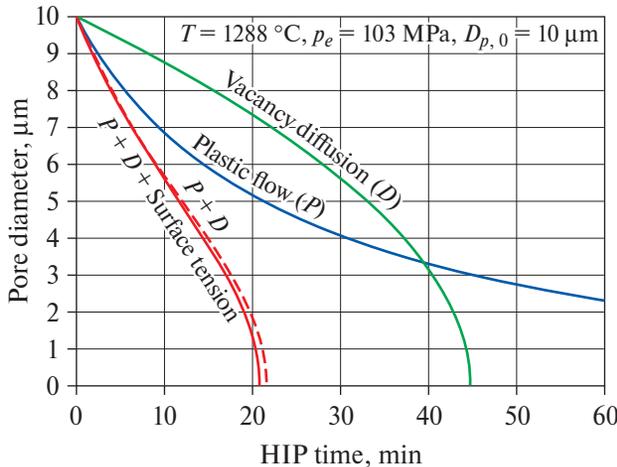


Рис. 4. Кинетика уменьшения диаметра поры в предположении различных механизмов ГИПа. Пластическое течение (P), диффузия вакансий (D) и совместно P+D под внешним давлением p_e – соответственно синяя, зеленая и штриховая красные кривые. Сплошная красная кривая – пластическое течение с диффузией под суммарным давлением $\Sigma p = p_e + p_L$ (давление Лапласа).

сжимается до $D_p \approx 2.3$ мкм. При диффузионном растворении поры путем эмиссии вакансий, наоборот, пора начинает сначала сжиматься с более медленной скоростью, но по мере сжатия dD_p/dt возрастает, и пора полностью аннигилирует после ≈ 45 мин ГИПа. При совместном действии обоих механизмов (штриховая красная кривая) пора сжимается быстрее и полностью аннигилирует после 22.6 мин ГИПа. При учете давления Лапласа (сплошная красная кривая) вид зависимости $D_p = f(t)$ качественно не изменяется, но время аннигиляции сокращается до 20.8 мин.

На рис. 5 представлены результаты моделирования ГИПа под действием внешнего давления и давления Лапласа в предположении одновременного действия механизмов пластического течения и диффузии вакансий (P + D). Из рис. 5а видно, что на начальном этапе ГИПа скорость сжатия поры за счет пластического течения, $dD_p/dt(P)$ приблизительно в четыре раза выше, чем скорость сжатия за счет диффузии вакансий $dD_p/dt(D)$. Однако в процессе ГИПа $dD_p/dt(D)$ повышается, тогда как $dD_p/dt(P)$ понижается. В результате после ≈ 9 мин ГИПа парциальные скорости сжатия поры сначала сравниваются, а затем после ≈ 18 мин $dD_p/dt(D)$ сильно возрастает, что в итоге приводит к полной аннигиляции поры при $t \approx 20.8$ мин. Изменение суммарной скорости сжатия поры $dD_p/dt(P+D)$ показано на рис. 5а красной линией. Видно, что $dD_p/dt(P+D)$ сначала понижается до минимального значения при $t \approx 12$ мин, но потом повышается вследствие повышения $dD_p/dt(D)$.

Такое изменение скоростей пластического и вакансионного сжатия поры можно объяснить следующим образом. При уменьшении радиуса поры R_p и ее объемной доли f_p толщина оболочки $R_s - R_p$ увеличивается и, следовательно, увеличивается ее сопротивление пластической деформации. Аналитически это следует из уравнения (4.1) для $df_{p,plst}/dt$, левая часть которого содержит уменьшающийся во времени множитель f_p . В тоже время отношение площади поверхности поры, эмитирующей вакансии, к ее объему увеличивается как R_p^{-1} и поэтому диффузионное сжатие поры ускоряется. Аналитически это следует из уравнения (4.2) для $dR_{p,diff}/dt$, знаменатель левой части которого содержит множитель R_p .

На рис. 5б показаны вклады P- и D-механизмов в общее изменение объема поры (в %). Видно, что пластическое течение вносит больший вклад в объемное сжатие поры, чем диффузия вакансий, а их окончательные вклады составляют соответственно 61 и 39%.

Выше приводились результаты расчетов для пор с начальным диаметром $D_{p,0} = 10$ мкм. Эта фракция пор соответствует пику на гистограмме, полученной методом компьютерной томографии полностью термообработанных монокристаллов сплава SMSX-4 [18]. Однако в монокристаллах имеются поры различного размера, поэтому представляет интерес зависимость времени аннигиляции таких пор от их размера. На рис. 6 показана зависимость времени аннигиляции пор разного начального диаметра $D_{p,0}$ от давления ГИПа. Видно, что время аннигиляции пор сокращается с повышением давления ГИПа, при этом чем меньше начальный диаметр поры, тем быстрее она аннигилирует.

Как следует из анализа усталостных изломов монокристаллов [19, 20], их разрушение инициировано зарождением трещин на порах максимального

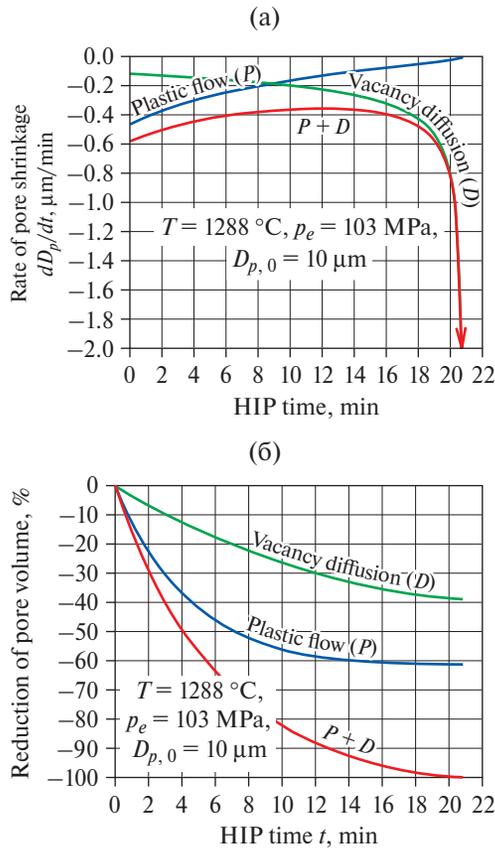


Рис. 5. Кинетика ГИПа в условиях совместного действия механизмов пластического течения с диффузией под суммарным давлением $\Sigma p = p_e + p_L$. (а) Изменение общей и парциальных скоростей сжатия поры. (б) Общее изменение объема поры (в %) и вклады в него пластической деформации и диффузии.

размера, эффективный диаметр которых может достигать ≈ 50 мкм [18]. Поэтому время аннигиляции таких пор вызывает особый интерес. В стандартных условиях ГИПа сплава CMSX-4 ($T = 1288\text{ }^\circ\text{C}$, $p_e = 103$ МПа) расчетное время аннигиляции наиболее многочисленных пор диаметром 10 мкм составляет около 21 мин, тогда как время аннигиляции наиболее опасных 50 микронных пор – около 100 мин.

На рис. 7. показана зависимость вкладов механизмов пластического течения и диффузии вакансий в закрытие пор различного начального диаметра $D_{p,0}$ от давления ГИПа p_e . Видно, что вклад пластического течения повышается как с увеличением $D_{p,0}$, так и повышением p_e . То есть большие поры закрываются главным образом по механизму пластического течения, тогда как маленькие – по механизму диффузии вакансий. Однако, как следует из рис. 7, на конечной стадии закрытия пор преобладает механизм диффузии вакансий.

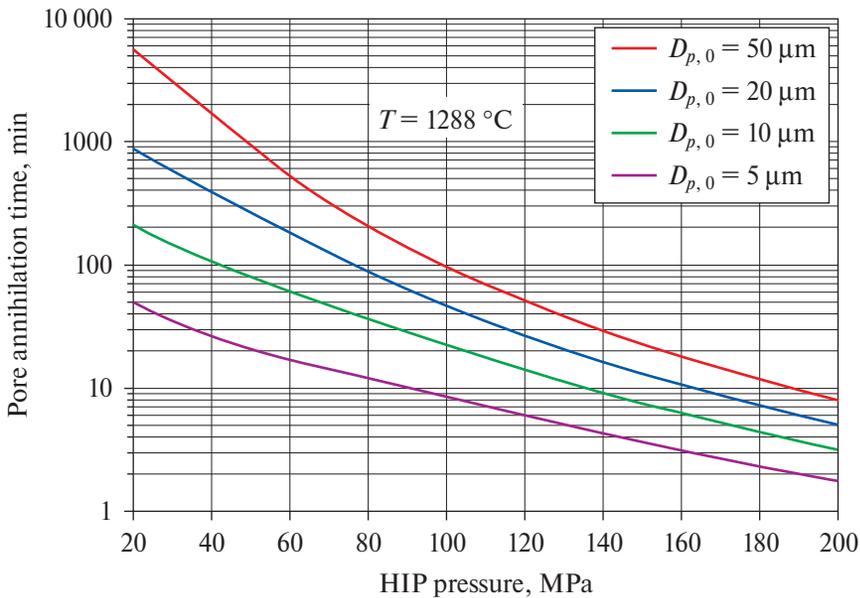


Рис. 6. Зависимость времени аннигиляции пор разного начального диаметра $D_{p,0}$ от давления ГИПа.

Следует отметить, что графики, представленные на рис. 7, подобны таковому, гипотетически предсказанному на рис. 9 в работе [13].

Сравним полученные расчетные результаты с имеющимися экспериментальными данными исследования ГИПа. На рис. 8а, б показаны экспериментальные результаты исследования структуры монокристаллов сплава CMSX-4 после 0.5 ч ГИПа при температуре 1288 °С и давлении 103 МПа. Из исследования дислокационной структуры в непосредственной близости от поры (ПЭМ изображение на рис. 8а) [12] следует, что материал деформируется пластически путем скольжения дислокаций по октаэдрическим системам $01\bar{1}\{111\}$. С другой стороны, на СЭМ изображении поры (рис. 8б) [21] видна фасетация ее поверхности плоскостями $\{023\}$ и образование вокруг поры оболочки из γ' -фазы, что свидетельствует о диффузионных процессах. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в данном случае одновременно действуют оба механизма аннигиляции пор – пластическое течение (Р) и диффузия вакансий (D), что соответствует теоретическим графикам на рис. 7, см. значения вкладов этих механизмов при $p_e = 100$ МПа.

Из рис. 7 также следует, что с повышением давления относительный вклад пластического течения повышается. Этот вывод согласуется с образованием кольцеобразной рафт-структуры γ' -фазы вокруг поры в сплаве ЖС6У-ВИ в процессе ГИПа при температуре 1210 °С (ниже γ' -солвуса) и повышенном давлении, равном 150 МПа, рис. 8в [22]. Как известно [23], образование рафт-структуры γ' -фазы связано с деформацией ползучести и поэтому рафт-структуру, видимую на рис. 8в, можно рассматривать как свидетельство

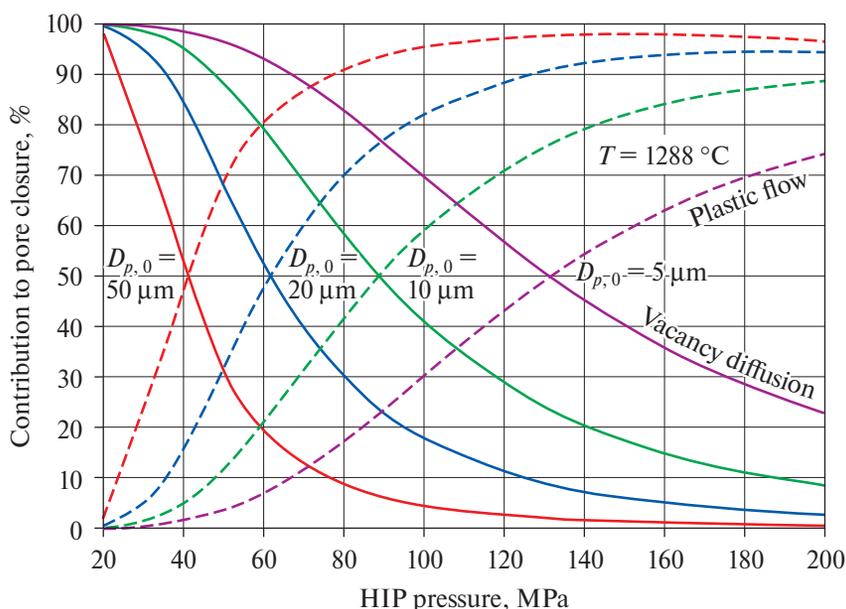


Рис. 7. Вклады (в %) механизмов пластической деформации (сплошные кривые) и диффузии (штриховые кривые) в объемное сжатие пор разного начального диаметра $D_{p,0}$ при различных давлениях ГИПа.

интенсивной пластической деформации, происходившей вокруг поры при ГИПе.

Заключение. Предложена комплексная модель аннигиляции пор в процессе ГИПа, учитывающая одновременное действие механизмов пластического течения материала и диффузионного растворения пор вследствие эмиссии вакансий поверхностью поры. Полученные математические уравнения применены для анализа кинетики аннигиляции пор в монокристаллах никелевого жаропрочного сплава CMSX-4 в процессе ГИПа, применяемого к этому сплаву в промышленности. Из проведенного анализа следует, что в данных условиях оба механизма (пластического течения и диффузии вакансий) вносят сопоставимый вклад в сокращение объема пор. С повышением давления ГИПа вклад пластического течения увеличивается, тогда как вклад диффузии вакансий понижается. Крупные поры сокращаются в объеме в основном по механизму пластического течения, однако на окончательной стадии закрытия пор более активен механизм диффузии вакансий. Для обеспечения надежного залечивания пор по вакансионному механизму ГИП следует проводить при умеренном давлении аргона в газостате.

Работа выполнена по темам госзадания ИСМАН РАН (номер госрегистрации FFSZ-2025-0003) и ИПМех РАН (номер госрегистрации 124013000674-0).

Приложение. Вывод формулы (4.1). При выводе формулы (4.1) будем в общем следовать выкладкам, сделанным в работе [24], но в отличие от данной

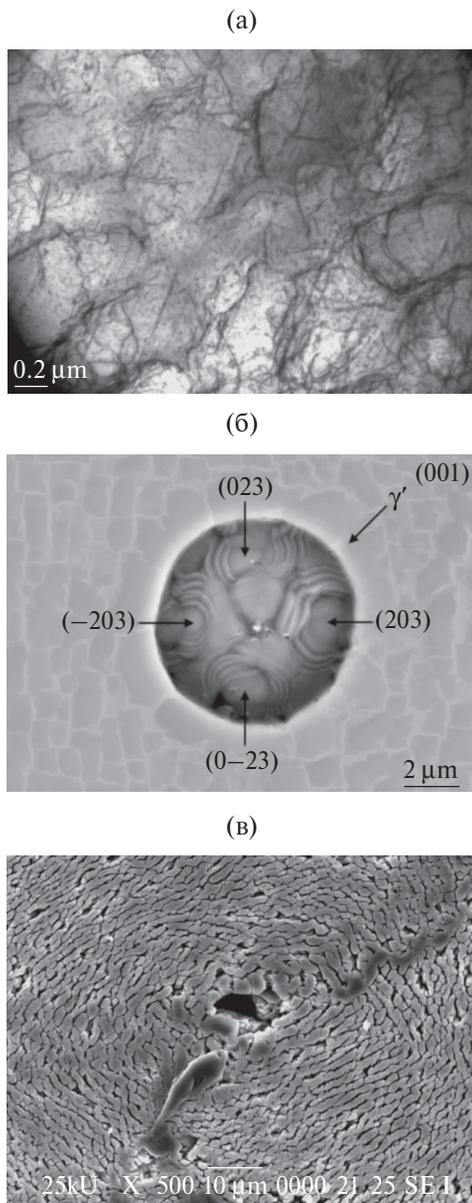


Рис. 8. Экспериментальные факты, свидетельствующие о механизмах аннигиляции пор, действующих в никелевых жаропрочных сплавах в процессе ГИПа. (а, б) Сплав CMSX-4 после 0.5 ч ГИПа при температуре 1288 °С и давлении 103 МПа. (а) – Полосы скольжения у поверхности поры. ПЭМ [12]. (б) – Оболочка γ' -фазы вокруг поры и фасетация ее поверхности. СЭМ [21]. (в) – Образование кольцеобразной рафт-структуры γ' -фазы вокруг поры в сплаве ЖС6У-ВИ в процессе ГИПа при температуре 1210 °С (ниже γ' -солвуса) и давлении 150 МПа. СЭМ [22].

работы здесь будут учтены обратное напряжение σ_B в законе пластического течения (3.1) и поверхностное натяжение поры γ_M .

При деформации нагруженной сферы должны выполняться следующие уравнения. Для радиальных σ_r и тангенциальных σ_θ напряжений должно выполняться уравнение равновесия:

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{2}{r}(\sigma_r - \sigma_\theta) = 0, \tag{1A}$$

с граничными условиями:

$$\sigma_r(R_p) = -p_i + p_L, \tag{2A}$$

$$\sigma_r(R_s) = -p_e, \tag{3A}$$

где $p_L = 2\gamma_M/R_p$ – давление Лапласа; p_i – внутреннее давление.

При описании процесса деформирования сферы будем пренебрегать упругими деформациями по сравнению с пластическими, как это часто делается при рассмотрении значительных пластических деформаций, характерных для ГИПа. То есть будем полагать, что полные и пластические деформации равны, и обозначать полные деформации как пластические радиальные ϵ_r и тангенциальные ϵ_θ деформации. В этом случае уравнения совместности деформаций и несжимаемости имеют вид:

$$\epsilon_r = \frac{d}{dr}(r\epsilon_\theta), \tag{4A}$$

$$\epsilon_r + 2\epsilon_\theta = 0, \tag{5A}$$

а в скоростях деформаций:

$$\dot{\epsilon}_r = \frac{d}{dr}(r\dot{\epsilon}_\theta), \tag{6A}$$

$$\dot{\epsilon}_r + 2\dot{\epsilon}_\theta = 0. \tag{7A}$$

Из (6A) и (7A) следует дифференциальное уравнение относительно $\dot{\epsilon}_r(r)$:

$$\dot{\epsilon}_r = -\frac{1}{2} \frac{d}{dr}(r\dot{\epsilon}_r). \tag{8A}$$

Его решение:

$$\dot{\epsilon}_r = -\frac{2C}{r^3}, \tag{9A}$$

где C – константа.

Согласно теории пластического течения Прандтля–Рейса компоненты тензора скоростей пластической деформации пропорциональны компонентам девиатора напряжений. Для скорости радиальной деформации $\dot{\epsilon}_r$ уравнение пластического течения можно записать в виде:

$$\dot{\varepsilon}_r = \frac{3}{2} \frac{S_r}{\sigma_i} \dot{\varepsilon}_i, \quad (10A)$$

где S_r , σ_i – радиальная компонента девиатора напряжений и интенсивность напряжений, определяемые соотношениями:

$$S_r = \sigma_r - \frac{1}{3}(\sigma_r + 2\sigma_\theta) = \frac{2}{3}(\sigma_r - \sigma_\theta), \quad (11A)$$

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_r)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_\theta)^2} = |\sigma_r - \sigma_\theta|, \quad (12A)$$

а $\dot{\varepsilon}_i$ – скорость интенсивности деформаций имеет следующий вид:

$$\dot{\varepsilon}_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_\theta)^2 + (\dot{\varepsilon}_\theta - \dot{\varepsilon}_r)^2 + (\dot{\varepsilon}_\theta - \dot{\varepsilon}_\theta)^2} = |\dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_\theta| \quad (13A)$$

Подставляя (11A) и (12A) в (10A), получаем:

$$\dot{\varepsilon}_r = \text{sign}(\sigma_r - \sigma_\theta) \dot{\varepsilon}_i. \quad (14A)$$

При сжатии сферы под действием положительной разности давлений $\Sigma p = p_e + p_L - p_i > 0$ скорость тангенциальной (окружной) деформации $\dot{\varepsilon}_\theta$ должна быть отрицательна, тогда как скорость радиальной деформации $\dot{\varepsilon}_r$ положительна (следует из (7A)). При $\Sigma p < 0$ происходит расширение сферы, и знаки $\dot{\varepsilon}_\theta$ и $\dot{\varepsilon}_r$ соответственно меняются на обратные. Поэтому учитывая, что $\dot{\varepsilon}_i \geq 0$ (см. (13A)), уравнение (14A) можно переписать в виде:

$$\dot{\varepsilon}_r = \text{sign}(\Sigma p) \dot{\varepsilon}_i. \quad (15A)$$

Для описания зависимости скорости ползучести $\dot{\varepsilon}$ от напряжения σ будем использовать степенной закон ползучести, включающий обратное напряжение σ_B :

$$\dot{\varepsilon}_i = A(\sigma_i - \sigma_B)^n, \quad (16A)$$

σ_B – экспериментальная константа, A и n – константы материала.

Деформация происходит, т.е. $\dot{\varepsilon}_r \neq 0$, если $\sigma_i > \sigma_B$. Далее будем полагать, что σ_B достаточно мало по отношению к Σp для выполнения данного условия при любом r .

Подставляя (16A) в (15A) и учитывая (12A), получаем с учетом обратного напряжения:

$$\dot{\varepsilon}_r = \text{sign}(\Sigma p) A (|\sigma_r - \sigma_\theta| - \sigma_B)^n. \quad (17A)$$

Из (3.1), (9A) и (17A) следует дифференциальное уравнение относительно $\sigma_r(r)$:

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = -C_1 r^{-(1+3/n)} - \frac{2}{r} \text{sign}(\Sigma p) \sigma_B. \quad (18A)$$

$$C_1 = 2\text{sign}(\Delta p) \left(-\frac{2C}{\text{sign}(\Sigma p) A} \right)^{1/n}. \quad (19A)$$

После интегрирования (18A) имеем:

$$\sigma_r = C_2 + \frac{C_1 n}{3} r^{-3/n} - 2\text{sign}(\Sigma p) \sigma_B \ln(r). \quad (20A)$$

Используя (20A) с учетом граничных условий (2A) и (3A), имеем:

$$\sigma_r(R_p) = C_2 + \frac{C_1 n}{3} R_p^{-3/n} - 2\text{sign}(\Sigma p) \sigma_B \ln(R_p) = -p_i + p_L, \quad (21A)$$

$$\sigma_r(R_s) = C_2 + \frac{C_1 n}{3} R_s^{-3/n} - 2\text{sign}(\Sigma p) \sigma_B \ln(R_s) = -p_e. \quad (22A)$$

Вычитая (21A) из (22A), получаем:

$$C_1 = \frac{(R_p R_s)^{3/n}}{R_s^{3/n} - R_p^{3/n}} \frac{3}{n} \left(\Sigma p - 2\text{sign}(\Sigma p) \sigma_B \ln \frac{R_s}{R_p} \right). \quad (23A)$$

После подстановки (23A) в (19A) имеем:

$$C = -\frac{\text{sign}(\Sigma p) A}{2} \frac{(R_p R_s)^3}{(R_s^{3/n} - R_p^{3/n})^n} \left[\frac{3}{2n} \left(\left| \Sigma p \right| - 2\sigma_B \ln \frac{R_s}{R_p} \right) \right]^n. \quad (24A)$$

Дифференцируя (2.2) по времени, получаем:

$$\dot{f}_p = 3 \left(\frac{R_p}{R_s} \right)^3 \left(\frac{\dot{R}_p}{R_p} - \frac{\dot{R}_s}{R_s} \right). \quad (25A)$$

В случае изотропной деформации сферы $\sigma_\theta = u/r$, где u – радиальное смещение. Соответственно из условия несжимаемости (5A) следует, что $\varepsilon_r = -2u/r$. Дифференцируя соотношение для σ_r по времени и используя его совместно с (9A), получаем:

$$\frac{\dot{R}_p}{R_p} = -\frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_r(R_p) = CR_p^{-3}, \quad (26A)$$

$$\frac{\dot{R}_s}{R_s} = -\frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_r(R_s) = CR_s^{-3}. \quad (27A)$$

Подставляя (26A) и (27A) в (25A), имеем:

$$\dot{f}_p = 3C \left(\frac{R_p}{R_s} \right)^3 \frac{R_s^3 - R_p^3}{(R_p R_s)^3}. \quad (28A)$$

Подставляя C из (24А) в (28А) и учитывая (2.2), окончательно получаем:

$$\dot{f}_p = -\text{sign}(\Sigma p) \frac{3}{2} A \frac{f_p(1-f_p)}{(1-f_p^{1/n})^n} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{3}{2} |\Sigma p| + \sigma_B \ln(f_p) \right) \right]^n, \quad (29A)$$

где $\Delta p = p_e + 2\gamma_M/R_p - p_i$ с $R_p = F(R_{p,0}, f_{p,0}, f_p)$, см. соотношение (4.3).

Уравнение (29А) является дифференциальным уравнением 1-го порядка $\dot{f}_p = F(f_p, R_{p,0}, f_{p,0}, p_e, p_i, \gamma_M, A, n)$, которое описывает кинетику изменения объемной доли поры $f_p(t)$ в зависимости от исходных геометрических параметров пористости $R_{p,0}$ и $f_{p,0}$, внешнего и внутреннего давлений p_e и p_i и констант материала γ_M , A и n .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шалин Р.Е., Светлов И.Л., Качанов Е.Б., Толораия В.Н., Гаврилин О.С. Монокристаллы никелевых жаропрочных сплавов. М: Машиностроение, 1997. 333 с.
2. Reed R.C. The Superalloys: Fundamentals and applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 372 p.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511541285>
3. Epishin A., Link T., Brückner U., Portella P.D. Investigation of porosity in single-crystal nickel-base superalloys // Proc. the 7th Liege Conference on Materials for Advanced Power Engineering. FZ Jülich, 2002. P. 217–226.
4. Link T., Zabler S., Epishin A. et al. Synchrotron tomography of porosity in single-crystal nickel-base superalloys // Mat. Sci. Eng. A. 2006. V. 425. P. 47–54.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2006.03.005>
5. Epishin A., Link T., Svetlov I.L. et al. Mechanism of porosity growth during homogenisation in single crystal nickel-based superalloys // Int. J. Mater. Res. 2013. V. 104. P. 776–782.
<https://doi.org/10.3139/146.110924>
6. Lecomte-Beckers J. Study of microporosity formation in nickel-base superalloys // Metall. Trans. A. 1988. V. 19. № 9. P. 2341–2348.
<https://doi.org/10.1007/BF02645058>
7. Anton D.L., Giamei A.F. Porosity distribution and growth during homogenization in single crystals of a nickel-base superalloy // Mater. Sci. Eng. 1985. V. 76. P. 173–180.
[https://doi.org/10.1016/0025-5416\(85\)90091-6](https://doi.org/10.1016/0025-5416(85)90091-6)
8. Toloraya V.N., Zuev A.G., Svetlov I.L. Effect of conditions of directed solidification and heat treatment on porosity in creep resistant nickel alloy single crystals // Izv. Akad. Nauk SSSR. Metall. 1991. № 5. P. 70–76.
9. Fullagar K.P.L., Broomfield R.W., Hulands M. et al. Aero engine test experience with CMSX-4® alloy single-crystal turbine blades // J. Eng. Gas Turbines Power. 1996. V. 118. P. 380–388.
<https://doi.org/10.1115/1.2816600>
10. Epishin A.I., Link T., Fedelich B. et al. Hot isostatic pressing of single-crystal Ni-base superalloys: mechanism of pore closure and effect on mechanical properties // MATEC Web of Conferences. 2014. V. 14. P. 08003.
<https://doi.org/10.1051/mateconf/20141408003>

11. *Reed R.C., Cox D.C., Rae C.M.F.* Damage accumulation during creep deformation of a single crystal superalloy at 1150 °C // *Mater. Sci. Eng. A.* 2007. V. 448. № 1–2. P. 88–96. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2006.11.101>
12. *Epishin A., Fedelich B., Link T. et al.* Pore annihilation in a single-crystal nickel-base superalloy during hot isostatic pressing: Experiment and modelling // *Mat. Sci. Eng. A.* 2013. V. 586. P. 342–349. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2013.08.034>
13. *Епишин А.И., Бокштейн Б.С., Светлов И.Л. и др.* Вакансионная модель аннигиляции пор в процессе горячего изостатического прессования монокристаллов никелевых жаропрочных сплавов // *Материаловедение.* 2017. № 5. С. 3–12.
14. *Епишин А.И., Лисовенко Д.С., Алымов М.И.* Модель диффузионной аннигиляции газонаполненных сферических пор в процессе горячего изостатического прессования // *Известия РАН. МТТ.* 2025. № 1. С. 136–157. <https://doi.org/10.31857/S1026351925010071>
15. *Čadek J.* The back stress concept in power law creep of metals: A review // *Mater. Sci. Eng.* 1987. V. 94. P. 79–92. [https://doi.org/10.1016/0025-5416\(87\)90324-7](https://doi.org/10.1016/0025-5416(87)90324-7)
16. *Epishin A., Fedelich B., Nolze G. et al.* Creep of single crystals of nickel-based superalloys at ultra-high homologous temperature // *Metall. Mater. Trans. A.* 2018. V. 49. P. 3973–3987. <https://doi.org/10.1007/s11661-018-4729-6>
17. *Epishin A.I., Fedelich B., Viguier B. et al.* Creep of single-crystals of nickel-base γ -alloy at temperatures between 1150 °C and 1288 °C // *Mater. Sci. Eng. A.* 2021. V. 825. P. 141880. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2021.141880>
18. *Epishin A., Camin B., Hansen L. et al.* Refinement and experimental validation of a vacancy model of pore annihilation in single-crystal nickel-base superalloys during hot isostatic pressing // *Adv. Eng. Mater.* 2020. V. 23. № 7. P. 2100211. <https://doi.org/10.2139/ssrn.3751560>
19. *Klingelhöffer H., Epishin A., Link T.* Low cycle fatigue of the single-crystal nickel-base superalloy CMSX-4 - Anisotropy and effect of creep damage // *Mater. Testing.* 2009. V. 51. № 5. P. 291–294. <https://doi.org/10.3139/120.110035>
20. *Епишин А.И., Алымов М.И.* Деформация и разрушение монокристаллов никелевых жаропрочных сплавов CMSX-4 и CMSX-10 в условиях ползучести и усталостного нагружения // *Деформация и разрушение материалов.* 2023. № 1. С. 11–18. <https://doi.org/10.31044/1814-4632-2023-1-11-18>
21. *Epishin A.I., Nolze G., Alymov M.I.* Pore morphology in single crystals of a nickel-based superalloy after hot isostatic pressing // *Metall. Mater. Trans. A.* 2023. V. 54. P. 371–379. <https://doi.org/10.1007/s11661-022-06893-x>
22. *Орлов М.А.* Технологическое обеспечение ресурса рабочих лопаток первых ступеней турбины авиационных и наземных газотурбинных двигателей. Дисс. ...д-ра тех. наук. М., 2008. 207 с.
23. *Epishin A., Link T., Portella P.D., Brückner U.* Evolution of the γ/γ' microstructure during high-temperature creep of a nickel-base superalloy // *Acta Mater.* 2000. V. 48. № 16. P. 4169–4177. [https://doi.org/10.1016/S1359-6454\(00\)00197-X](https://doi.org/10.1016/S1359-6454(00)00197-X)
24. *Wilkinson D.S., Ashby M.F.* Pressure sintering by power law creep // *Acta Metallurgica.* 1975. V. 23. № 11. P. 1277–1285. [https://doi.org/10.1016/0001-6160\(75\)90136-4](https://doi.org/10.1016/0001-6160(75)90136-4)

MODELING OF THE PROCESS OF HOT ISOSTATIC PRESSING OF SINGLE CRYSTALS OF NICKEL-BASED SUPERALLOY, TAKING INTO ACCOUNT PLASTIC FLOW AND VACANCY DIFFUSION

A. I. Epishin^{a, *}, D. S. Lisovenko^{b, **}

^a*Merzhanov Institute of Structural Macrokinetics and Materials Science of the RAS, Chernogolovka, Russia*

^b*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the RAS, Moscow, 119526, Russia*

e-mail: a.epishin2021@gmail.com*, *e-mail: lisovenk@ipmnet.ru*

Abstract – A complex model of pore annihilation during hot isostatic pressing (HIP), which takes into account the simultaneous action of the mechanisms of material plastic flow and diffusive pore dissolution due to the emission of vacancies by the pore surface, has been proposed. The obtained mathematical equations are applied to analyze the kinetics of pore annihilation in single crystals of the nickel-based superalloy CMSX-4 during HIP used for this alloy in industry. It follows from the analysis that both mechanisms (plastic flow and vacancy diffusion) make comparable contributions to the reduction of pore volume under these conditions. As the HIP pressure increases, the contribution of plastic flow increases, while the contribution of vacancy diffusion decreases. Large pores shrink in volume mainly due to the mechanism of plastic flow, however, at the final stage of pore closure, the mechanism of vacancy diffusion is more active. To ensure reliable pore healing by the vacancy mechanism, HIP should be carried out at a moderate argon pressure in the HIP plant.

Keywords: single crystals of nickel-based superalloys, porosity, hot isostatic pressing, plastic flow, vacancy diffusion

REFERENCES

1. *Shalin R.E., Svetlov I.L., Kachanov E.B., Toloraia V.N., Gavrilin O.S.* Single crystals of nickel-based superalloys. Moscow: Mashonostroeniye. 1997. 333 p. [in Russian].
2. *Reed R.C.* The Superalloys: Fundamentals and applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 372 p.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511541285>
3. *Epishin A., Link T., Bruckner U., Portella P.D.* Investigation of porosity in single-crystal nickel-base superalloys // Proc. the 7th Liege Conference on Materials for Advanced Power Engineering. FZ Jülich, 2002. P. 217–226.
4. *Link T., Zabler S., Epishin A. et al.* Synchrotron tomography of porosity in single-crystal nickel-base superalloys // Mat. Sci. Eng. A. 2006. V. 425. P. 47–54.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2006.03.005>

5. *Epishin A., Link T., Svetlov I.L. et al.* Mechanism of porosity growth during homogenisation in single crystal nickel-based superalloys // *Int. J. Mater. Res.* 2013. V. 104. P. 776–782.
<https://doi.org/10.3139/146.110924>
6. *Lecomte-Beckers J.* Study of microporosity formation in nickel-base superalloys // *Metall. Trans. A.* 1988. V. 19. № 9. P. 2341–2348.
<https://doi.org/10.1007/BF02645058>
7. *Anton D.L., Giamei A.F.* Porosity distribution and growth during homogenization in single crystals of a Nickel-base superalloy // *Mater. Sci. Eng.* 1985. V. 76. P. 173–180.
[https://doi.org/10.1016/0025-5416\(85\)90091-6](https://doi.org/10.1016/0025-5416(85)90091-6)
8. *Toloraya V.N., Zuev A.G., Svetlov I.L.* Effect of conditions of directed solidification and heat treatment on porosity in creep resistant nickel alloy single crystals // *Izv. Akad. Nauk SSSR. Metall.* 1991. № 5. P. 70–76.
9. *Fullagar K.P.L., Broomfield R.W., Hulands M. et al.* Aero engine test experience with CMSX-4® alloy single-crystal turbine blades // *J. Eng. Gas Turbines Power.* 1996. V. 118. P. 380–388.
<https://doi.org/10.1115/1.2816600>
10. *Epishin A.I., Link T., Fedelich B. et al.* Hot isostatic pressing of single-crystal Ni-base superalloys: mechanism of pore closure and effect on mechanical properties // *MATEC Web of Conferences.* 2014. V. 14. P. 08003.
<https://doi.org/10.1051/mateconf/20141408003>
11. *Reed R.C., Cox D.C., Rae C.M.F.* Damage accumulation during creep deformation of a single crystal superalloy at 1150 °C // *Mater. Sci. Eng. A.* 2007. V. 448. № 1–2. P. 88–96.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2006.11.101>
12. *Epishin A., Fedelich B., Link T. et al.* Pore annihilation in a single-crystal nickel-base superalloy during hot isostatic pressing: Experiment and modelling // *Mat. Sci. Eng. A.* 2013. V. 586. P. 342–349.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2013.08.034>
13. *Epishin A.I., Bokstein B.S., Svetlov I.L. et al.* A vacancy model of pore annihilation during hot isostatic pressing of single crystals of nickel-base superalloys // *Inorg. Mater. Appl. Res.* 2018. V. 9. P. 57–65.
<https://doi.org/10.1134/S2075113318010100>
14. *Epishin A.I., Lisovenko D.S., Alymov M.I.* A model of diffusion annihilation of gas-filled spherical pores during hot isostatic pressing // *Mech. Solids.* 2025. V. 60. № 1. P. 136–157.
<http://doi.org/10.1134/S0025654424604981>
15. *Čadek J.* The back stress concept in power law creep of metals: A review // *Mater. Sci. Eng.* 1987. V. 94. P. 79–92.
[https://doi.org/10.1016/0025-5416\(87\)90324-7](https://doi.org/10.1016/0025-5416(87)90324-7)
16. *Epishin A., Fedelich B., Nolze G. et al.* Creep of single crystals of nickel-based superalloys at ultra-high homologous temperature // *Metall. Mater. Trans. A.* 2018. V. 49. P. 3973–3987.
<https://doi.org/10.1007/s11661-018-4729-6>
17. *Epishin A.I., Fedelich B., Viguier B. et al.* Creep of single-crystals of nickel-base γ -alloy at temperatures between 1150 °C and 1288 °C // *Mater. Sci. Eng. A.* 2021. V. 825. P. 141880.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2021.141880>
18. *Epishin A., Camin B., Hansen L. et al.* Refinement and experimental validation of a vacancy model of pore annihilation in single-crystal nickel-base superalloys during hot isostatic pressing // *Adv. Eng. Mater.* 2020. V. 23. № 7. P. 2100211.

- <https://doi.org/10.2139/ssrn.3751560>
19. *Klingelhöffer H., Epishin A., Link T.* Low cycle fatigue of the single-crystal nickel-base superalloy CMSX-4 - Anisotropy and effect of creep damage // *Mater. Testing*. 2009. V. 51. № 5. P. 291–294.
<https://doi.org/10.3139/120.110035>
 20. *Epishin A.I., Alymov M.I.* Deformation and fracture of single crystals of nickel-base superalloys CMSX-4 and CMSX-10 under conditions of creep and fatigue loading // *Russian Metallurgy (Metally)*. 2023. V. 2023. № 4. P. 460–465.
<https://doi.org/10.1134/S0036029523040079>
 21. *Epishin A.I., Nolze G., Alymov M.I.* Pore morphology in single crystals of a nickel-based superalloy after hot isostatic pressing // *Metall. Mater. Trans. A*. 2023. V. 54. P. 371–379.
<https://doi.org/10.1007/s11661-022-06893-x>
 22. *Orlov M.A.* Technological maintenance of the service life of the working blades of the first turbine stages of aircraft and ground-based gas turbine engines. Diss. for the degree of Doctor of Technical Sciences. Moscow, 2008. 207 p.
 23. *Epishin A., Link T., Portella P.D., Brückner U.* Evolution of the γ/γ' microstructure during high-temperature creep of a nickel-base superalloy // *Acta Mater.* 2000. V. 48. № 16. P. 4169–4177.
[https://doi.org/10.1016/S1359-6454\(00\)00197-X](https://doi.org/10.1016/S1359-6454(00)00197-X)
 24. *Wilkinson D.S., Ashby M.F.* Pressure sintering by power law creep // *Acta Metallurgica*. 1975. V. 23. № 11. P. 1277–1285.
[https://doi.org/10.1016/0001-6160\(75\)90136-4](https://doi.org/10.1016/0001-6160(75)90136-4)