

Теоретическое и экспериментальное исследование влияния внешней нагрузки на поры в твердых телах

© В.И. Бетехтин, С.Ю. Веселков*, Ю.М. Даль*, А.Г. Кадомцев, О.В. Амосова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Vladimir.Betekhtin@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 24 июля 2002 г.)

Рассматривается напряженно-деформированное состояние нелинейно-упругих тел в окрестности шаровых и эллиптических пор. Анализируются особенности развития областей пластичности около таких пор. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными по закономерностям залечивания пор под действием всестороннего сжатия.

Микроскопические поры и трещины образуются в процессе пластической деформации твердых тел или вследствие технологических особенностей получения последних [1]. Как правило, увеличение деформационной или врожденной пористости ведет к деградации физико-механических характеристик твердых тел, а регенерация их сплошности (за счет полного или частичного залечивания пористости) улучшает эти свойства [2].

Подавляющее большинство исследований прочности пористых материалов основано на соотношениях линейной теории упругости. Такой подход, однако, обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, он не позволяет учесть возникновение и развитие пластических зон в окрестности изолированных или групповых концентраторов напряжений, к которым относятся поры. Во-вторых, краевые условия в задачах классической теории упругости удовлетворяются на исходном (недеформированном) контуре твердого тела; по этой причине построенные решения оказываются справедливыми лишь при малых изменениях конфигурации внутренних дефектов (пор, вакансий, включений, микротрещин и т.д.).

Ввиду всего вышеизложенного цели данной работы заключались в следующем.

1) Получить аналитическое решение задачи о больших деформациях шаровой полости в упругом теле, нагруженном всесторонним давлением. Учесть (в рамках двумерной модели) физическую нелинейность рассматриваемой задачи.

2) Выявить особенности развития пластических деформаций вблизи изолированной поры и ансамбля изолированных пор. Оценить влияние поверхности тела на конфигурацию областей пластичности около приповерхностных пор.

3) Экспериментально исследовать воздействие гидростатического давления на эллиптические поры с разной степенью вытянутости.

4) Сопоставить расчетные и опытные данные по влиянию давления на залечивание пористости вблизи поверхности и в объеме твердых тел.

1. Шаровая пора в упругом пространстве, нагруженном гидростатическим давлением

Рассмотрим неограниченное упругое изотропное пространство S с шарообразной полостью радиуса R_0 . Пусть на бесконечности пространство находится под равномерным гидростатическим давлением $p = \text{const}$. Определим напряженно-деформированное состояние в S . Введем сферические координаты $r\theta\varphi$ с началом в центре поры. Из условия симметрии следует, что напряжения $\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}, \sigma_{r\theta}$ являются главными, тангенциальные перемещения $u_\varphi = u_\theta = 0$, а радиальное перемещение $u_r = u(r)$.

Радиус деформированной полости равен

$$R_* = R_0 + u(R_0). \quad (1)$$

1.1. Линейное решение. Из соотношений классической теории упругости [3] (стр. 33, 34) получаем

$$u(r) = ar + b/r^2,$$

$$\sigma_{rr} = \frac{Ea}{1-2\nu} - \frac{2Eb}{(1+\nu)r^3},$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{Ea}{1-2\nu} + \frac{Eb}{(1+\nu)r^3}. \quad (2)$$

Здесь и далее E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона материала пространства, r — расстояние (до деформации) от начала координат до рассматриваемой точки. Неизвестные постоянные a и b в формулах (2) определяются из граничных условий

$$\sigma_{rr}(R_0) = 0, \quad \sigma_{rr}(\infty) = -p.$$

Откуда

$$a = -\frac{(1-2\nu)p}{E}, \quad b = -\frac{(1+\nu)R_0^3 p}{2E}.$$

Поставляя эти соотношения в (2), находим

$$u(r) = -\frac{p(1-2\nu)}{E}r - \frac{p(1+\nu)R_0}{2E}\left(\frac{R_0}{r}\right)^2,$$

$$\sigma_{rr} = -p\left(1 - \frac{R_0^3}{r^3}\right), \quad \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} = -p\left(1 + \frac{R_0^3}{2r^3}\right). \quad (3)$$

Радиальное перемещение сферической полости вычисляется по формуле

$$u(R_0) = -\frac{3p(1-\nu)}{2E}R_0,$$

подставляя которую в равенство (1), получаем величину деформированного радиуса полости

$$R = R_0\left(1 - \frac{3(1-\nu)p}{2E}\right). \quad (4)$$

Отсюда вытекает, что сферическая пора в упругом полупространстве исчезает, когда величина гидростатического давления на бесконечности достигает значения

$$p = p_* = \frac{2E}{3(1-\nu)}.$$

Разумеется, этот вывод следует рассматривать только как качественный. Как отмечалось выше, количественные оценки, основанные на соотношениях линейной теории упругости, справедливы при малых деформациях шаровой поры, когда $|R - R_0| \ll R_0$.

1.2. Нелинейное решение. С учетом полученных результатов отметим основные моменты, связанные с геометрической нелинейностью задачи. В основу дальнейшего анализа положим следующее естественное предположение: бесконечно малое изменение давления на бесконечности вызывает в окрестности сферической поры приращение перемещений и напряжений, зависящее от ее текущей (деформированной) конфигурации. Иными словами, будем считать зависимость (3), (4) справедливыми при замене в них параметра p на dp ($|dp| \ll |p|$). Обозначим радиус деформированной сферической полости на n -й ступени нагружения через R_n . Тогда из (4) выводим

$$R_n = R_0\left[1 - \frac{3(1-\nu)p}{En}\right]^n.$$

Устремив здесь $n \rightarrow \infty$, получаем

$$R_* = \lim_{n \rightarrow \infty} R_n = R_0 \exp\left(1 - \frac{3(1-\nu)p}{2E}\right). \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что при сколь угодно больших величинах гидростатического давления на бесконечности деформированная шаровая полость в упругом изотропном пространстве не исчезает.

2. Нелинейная двумерная модель эллиптической поры в бесконечной плоскости

2.1. Одноосное растяжение (сжатие). Рассмотрим эллиптическое отверстие в нелинейно-упругой плоскости. Совместим начало декартовой системы координат с его центром. Оси Ox и Oy направим соответственно вдоль большой (a) и малой (b) полуоси отверстия. Пусть на бесконечности в плоскости действуют напряжения

$$\sigma_{yy}^\infty = p = \text{const}, \quad \sigma_{xx}^\infty = \sigma_{xy}^\infty = 0.$$

Следуя сформулированному выше предположению, запишем текущие значения большой и малой полуоси деформированного отверстия [4]

$$a_{i+1} = a_i\left(1 - \frac{c}{E_i}dp_i\right),$$

$$b_{i+1} = b_i\left(1 - \frac{c}{E_i}dp_i\right) + \frac{2ca_i}{E_i}dp_i. \quad (6)$$

Здесь dp_i — приращение внешних напряжений на бесконечности ($|dp_i| \ll |p|$), E_i — текущий модуль упругости диаграммы растяжения на участке $p_i < p < p_{i+1}$. Для плоской деформации $c = (1-\nu^2)$; при обобщенном плоском напряженном состоянии $c = 1$. Подчеркнем, что контур деформированного отверстия остается эллиптическим [3].

Обозначим через a_n длину большой полуоси отверстия после n ступеней нагружения плоскости усилиями $dp_0, dp_1, \dots, dp_{n-1}$. На основании предыдущей формулы

$$a_n = a_0\left(1 - \frac{cdp_0}{E}\right)\left(1 - \frac{cdp_1}{E_1}\right)\dots\left(1 - \frac{cdp_{n-1}}{E_{n-1}}\right),$$

$$p = dp_0 + dp_1 + \dots + dp_{n-1},$$

где a_0 — длина большой полуоси отверстия до деформации. Представим это выражение следующим образом:

$$a_n = a_0\left(1 - \frac{cdp_0}{E}\right)\left[\left(1 - \frac{cdp_0}{E}\right) - \left(\frac{cdp_1}{E_1} - \frac{cdp_0}{E}\right)\right] \dots \left[\left(1 - \frac{cdp_0}{E}\right) - \left(\frac{cdp_{n-1}}{E_{n-1}} - \frac{cdp_0}{E}\right)\right].$$

Отсюда

$$a_n = a_0\left(1 - \frac{cdp_0}{E}\right)^n [(1-\alpha_0)(1-\alpha_1)\dots(1-\alpha_{n-1})],$$

где

$$\alpha_k = \frac{\frac{cdp_k}{E_k} - \frac{cdp_0}{E}}{1 - \frac{cdp_0}{E}}, \quad k = 1, 2, \dots, n-1.$$

Поскольку $dp_k/E_k \ll 1$, $dp_0/E \ll 1$, можно считать, что $\alpha_k \ll 1$. Поэтому с точностью до величин высшего порядка малости

$$a_n = a_0 \left(1 - \frac{cdp_0}{E}\right)^n [1 - (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_{n-1})].$$

Положим $dp_0 = p/n$. Совершая в этой формуле предельный переход при $n \rightarrow \infty$, получаем

$$a_* = a_0 \exp\left(-\frac{cp}{E}\right) [1 - c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)], \quad (7)$$

где ε_* и ε_0 — соответственно полная и упругая деформация материала. Проводя аналогичные выкладки по отношению к сумме

$$a_{i+1} + b_{i+1} = (a_i + b_i) \left(1 + \frac{cdp_i}{E_i}\right),$$

находим

$$a_* + b_* = (a_0 + b_0) [1 + c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \exp\left(\frac{cp}{E}\right). \quad (8)$$

Из формул (7) и (8) выводим

$$\begin{aligned} b_* = a_0 \left\{ \exp\left(\frac{cp}{E}\right) [1 + c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \right. \\ \left. - \exp\left(-\frac{cp}{E}\right) [1 - c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \right\} \\ + b_0 \exp\left(\frac{cp}{E}\right) [1 + c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)]. \quad (9) \end{aligned}$$

Если выполняются условия $cp/E \ll 1$, $\varepsilon_* = \varepsilon_0$, выражения (7) и (9) переходят в известные зависимости линейной теории упругости

$$a_* = a_0 \left(1 - \frac{cp}{E}\right), \quad b_* = b_0 + (b_0 + 2a_0) \frac{cp}{E}. \quad (10)$$

Сопоставив формулы (7), (9), (10), приходим к следующим выводам.

1) Геометрическая нелинейность задачи обуславливает экспоненциальную зависимость размеров деформированной эллиптической полости от величин внешних напряжений на бесконечности.

2) Учет физической нелинейности вызывает появление в формулах для перемещений дополнительных членов вида $1 \pm c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)$, в которых слагаемые $(\varepsilon_* - \varepsilon_0)$ определяют пластическую деформацию материала.

Обратимся к анализу напряжений в конце деформированной большой оси эллиптического отверстия. Не останавливаясь на деталях достаточно простых выкладок, приведем окончательное соотношение

$$\sigma_{yy}(a_*, 0) = p \left(1 + \frac{2a_*}{b_*}\right). \quad (11)$$

Большинство твердых тел разрушается при $p/E \ll 1$. Следовательно, можно считать, что

$$\exp\left(\frac{cp}{E}\right) = 1 + \frac{cp}{E}, \quad \exp\left(-\frac{cp}{E}\right) = 1 - \frac{cp}{E}.$$

Введем это упрощение в формулы (7) и (9). Тогда после их подстановки в (11) имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(a_*, 0) \\ = p \left[1 + \frac{2[1 - (\varepsilon_* - \varepsilon_0)]}{b_0/a_0 + 2cp/E + c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)(2 + b_0/a_0)} \right]. \quad (12) \end{aligned}$$

Выведенные соотношения свидетельствуют о том, что растяжение ($p > 0$) вызывает уменьшение эллиптичности поры. Возрастающее сжатие ($p < 0$), наоборот, увеличивает ее эллиптичность (отношение b/a).

2.2. Двухосное растяжение (сжатие). Пусть на бесконечности в плоскости действуют напряжения

$$\sigma_{yy}^\infty = \sigma_{xx}^\infty = q = \text{const}, \quad \sigma_{xy}^\infty = 0.$$

Запишем текущие значения большой и малой оси деформированной эллиптической поры согласно результатам [4,5] и сформулированному выше предположению

$$a_{i+1} = a_i + \frac{2cb_i}{E_i} dq_i, \quad b_i = b_i + \frac{2ca_i}{E_i} dq_i.$$

Выполняя преобразования, аналогичные описанным выше, находим размеры деформированной эллиптической поры

$$\begin{aligned} a_* = \frac{a_0}{2} \left\{ \exp\left(\frac{2cq}{E}\right) [1 + 2c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \left(1 + \frac{b_0}{a_0}\right) \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{2sq}{E}\right) [1 - 2(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \left(1 - \frac{b_0}{a_0}\right) \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_* = \frac{a_0}{2} \left\{ \exp\left(\frac{2cq}{E}\right) [1 + 2c(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \left(1 + \frac{b_0}{a_0}\right) \right. \\ \left. - \exp\left(-\frac{2cq}{E}\right) [1 - 2(\varepsilon_* - \varepsilon_0)] \left(1 - \frac{b_0}{a_0}\right) \right\} \quad (14) \end{aligned}$$

и величину напряжений в конце деформированной большой оси отверстия

$$\sigma_{yy}(a_*, 0) = \frac{2qa_*}{b_*}. \quad (15)$$

Как следует из формул (13) и (14), двухосное растяжение ($q > 0$) уменьшает эллиптичность поры, а сжатие ($q < 0$), напротив, ее увеличивает.

3. Особенности развития областей упругопластической деформации около эллиптических пор

Для численного расчета областей пластичности около пор использовался пакет программ MS Nastran 4.0. Рассматривалась задача о плоской деформации двухосно-сжатого тела, имеющего полости эллиптической формы. Принималось, что внешнее давление $p < 0$ примерно

в 3 раза превышает предел текучести материала тела. Исследовались поры, расположенные вблизи поверхности и на значительном удалении от нее.

На рис. 1 приведена конфигурация зон упругопластических деформаций для пор, расположенных на разном расстоянии от поверхности: непосредственно около поверхности (а); на несколько большем расстоянии от нее (b); вдали от поверхности (c). Для расчетов выбирались поры с отношением главных осей 1, 1/3, 1/5 (соответственно области 1-3). Как видно из рисунка, чем ближе поры к поверхности, тем больше зоны упругопластических деформаций около их концов. Кроме того, над приповерхностными порами возникают и развиваются области упругопластических деформаций, причем этот процесс протекает более интенсивно вблизи пор с большей эллиптичностью.

На рис. 2 показана форма пластических зон около трех пор одинакового размера, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга вблизи поверхности. Как видно, средняя пора взаимодействует с двумя крайевыми, в результате чего увеличиваются размеры областей пластичности вблизи ее вершин. С приближением подобной системы пор к поверхности тела данный эффект усиливается.

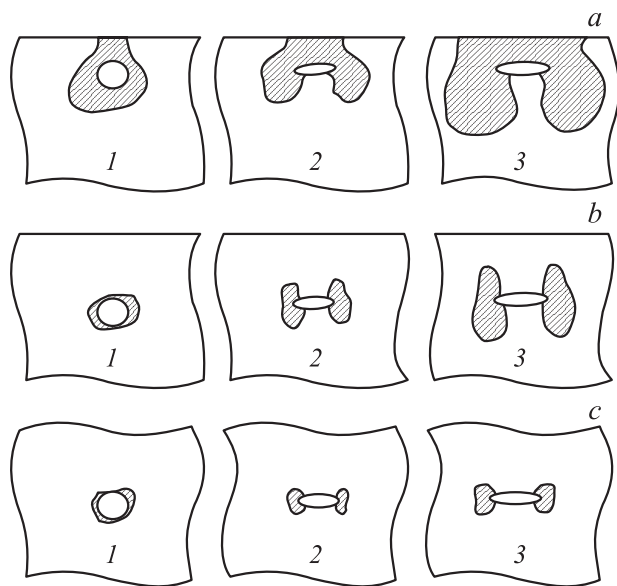


Рис. 1. Области упругопластической деформации, возникающие около пор различной формы (1-3), расположенных на разном расстоянии от поверхности (a-c).

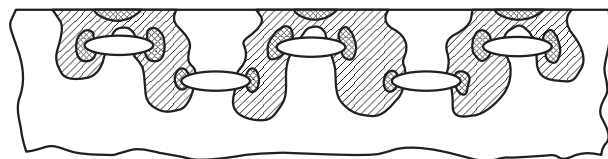


Рис. 2. Области упругопластической деформации, возникающие около близкорасположенных пор одинакового размера вблизи поверхности.

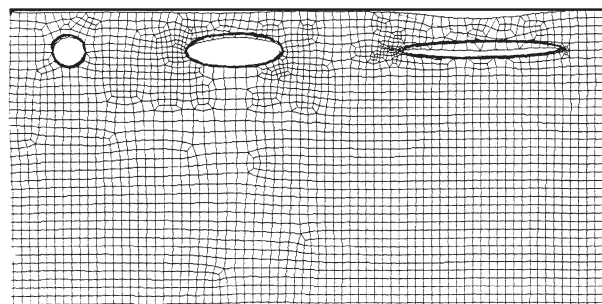


Рис. 3. Изменение контура пор и поверхности над порами при действии двухстороннего сжатия. Исходные контуры пор и поверхности выделены жирными линиями.

Наконец, в двумерном случае приграничные поры существенно „разгружают“ соседние, более удаленные от поверхности. Цепочки из трех пор, расположенные ближе к поверхности, как бы „экранируют“ нижнюю систему из двух пор (рис. 2). В последней уменьшаются размеры упругопластических областей. Кроме того, над ней не возникают поверхностные зоны пластичности.

Помимо размеров областей упругопластических деформаций было определено изменение контура пор и поверхности над порами при действии двухстороннего сжатия (исходные контуры пор и поверхности выделены на рис. 3 жирными линиями). Из рис. 3 видно, что при действии двухстороннего сжатия происходит заметная деформация контуров пор и поверхности над порами, при этом наиболее интенсивно развивается процесс деформации для пор с большой эллиптичностью.

Полученные данные позволили получить полуколичественные зависимости степени залечивания пор от различных параметров.

Проведенные расчеты свидетельствуют также о том, что в случае расположения вытянутых пор под небольшим углом к внешней поверхности форма пластических зон несколько меняется, но общие закономерности их возникновения и развития сохраняются.

4. Влияние областей пластичности на деформационную конфигурацию пор

Выведенные выше формулы описывают перемещение контура эллиптической поры при одноосном или двuosном сжатии (растяжении) твердого тела. К сожалению, они не позволяют оценить влияние зон локализованных пластических деформаций на характер перемещений контура поры. Строгий теоретический анализ данной проблемы очень сложен и трудоемок. Поэтому естественно ввести соответствующие поправки в расчетные формулы, исходя из следующей простой модели. Будем рассматривать часть тела над удлиненной эллиптической порой ($a/b > 3$) как защемленную балку, нагруженную равномерно распределенной нагрузкой q . При отсут-

ствии зон пластичности прогибы и углы поворота на концах балки равны нулю. Что касается ее максимального прогиба w^* , то он определяется зависимостью

$$w^* = \frac{q(2a)^3}{384EI}. \quad (16)$$

Здесь I — момент инерции рассматриваемой балки.

Если при заданном значении q у концов балки возникают зоны пластичности, то ее концевые сечения следует рассматривать как шарнирно опертые. В этом случае максимальный прогиб будет составлять

$$w^* = \frac{5q(2a)^3}{384EI}. \quad (17)$$

Таким образом, наличие локализованных зон пластичности в 5 раз увеличивает прогиб балки. Отсюда следует, что в формулы (9), (14) следует ввести (в качестве поправки на пластичность) сомножитель $\alpha = 5$. При этом новые зоны пластичности будут возникать преимущественно над приповерхностными порами (рис. 1). Данное обстоятельство можно учесть в принятой модели, поместив посередине рассматриваемой балки „пластический шарнир“. Это в свою очередь вызывает приращение ее прогиба, т.е. следует ввести еще один дополнительный сомножитель β в формулах (9), (14). Величину β для удлиненных приповерхностных пор, как показывают оценки, можно принять равной α .

5. Экспериментальные результаты. Сравнение с теорией и расчетами

Результаты аналитических расчетов и моделирования позволяют провести их сравнение с экспериментом. В первую очередь это касается двух аспектов проблемы: влияния формы пор и расстояния от них до внешней поверхности на процессе заживления под давлением. Предварительно можно проанализировать роль взаимодействия пор в этом процессе.

Экспериментальное исследование процесса заживления пор проводилось в основном на образцах Cu, частично на аморфном сплаве. Образцы меди испытывались в режиме высокотемпературной ползучести при температуре $T = 500^\circ\text{C}$ и напряжении $\sigma = 12.5 \text{ МПа}$ до разрушения (долговечность $\tau \approx 40 \text{ h}$). Такой режим испытания обеспечивает образование довольно высокой концентрации зернограницных пор ($\Delta V/V \approx 0.1-1\%$) [6]. Форма пор близка к сплюсненному сфероиду, ориентированному большой осью в плоскости границы зерна. Для разных образцов величина большой оси сфероида a составляла 3–80 μm , а отношение b/a было равно 0.1–1. На рис. 4 (кривая 1) приведена зависимость величины малой оси b от большой a , построенная по результатам измерения всех пор образца и последующего усреднения. Видно, что относительно небольшие поры почти округлые, а поры с большим значением a становятся более вытянутыми. Определение параметров

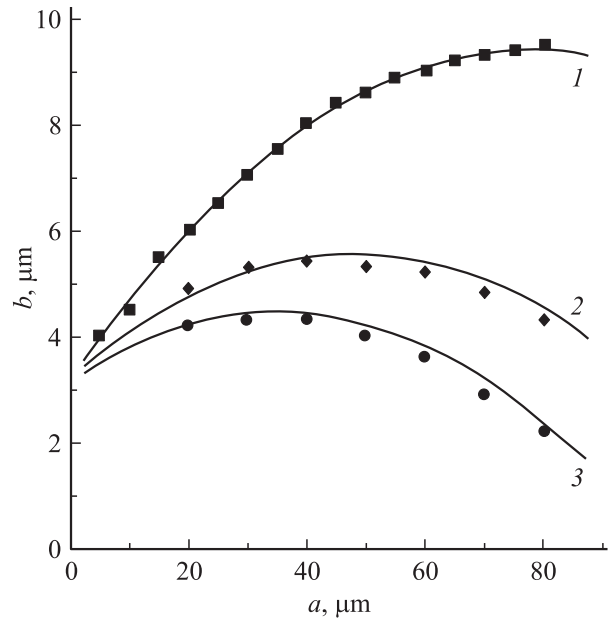


Рис. 4. Зависимость величины малой оси поры b от величины большой оси a до (1) и после приложения давления 0.6 (2) и 1.0 ГПа (3). Точки — эксперимент, сплошные линии — теория.

пор проводилось как для объема образца, так и для его приповерхностного слоя толщиной 50–100 μm . Для исследованных образцов размер и концентрация пор в приповерхностном слое оказались несколько меньше, чем в объеме.

Исследование пор в меди проводилось микроскопическими методами на шлифах. При этом непосредственно в эксперименте определяются не размеры пор, а их случайные сечения шлифом. В связи с этим нами были проведены оценки того, насколько истинные оси b и a поры отличаются от измеряемых. Как показано далее, для сравнения с теорией важны не сами значения a и b , а их отношение, т.е. степень „сплюсненности“ поры, поэтому в первую очередь оценивалась погрешность определения этого параметра. Учитывались два фактора: распределение сечений сфероида по оси, перпендикулярной a , и угловая зависимость сфероида относительно плоскости шлифа. Расчеты показали, что первый из них вообще не влияет на величину a/b , а ориентационный фактор вносит вклад $\sim 10\%$ на усредненной кривой для пор с большими отношениями a/b .

Обработка гидростатическим давлением (до 1.4 ГПа) проводилась в масляной среде с защитой от ее проникновения внутрь образцов.

Прежде чем перейти к изложению собственно экспериментальных данных по заживлению пор под давлением, напомним наиболее существенные результаты, полученные теоретически. Во-первых, степень заживления зависит не от размера поры, а от отношения b/a осей сфероида (в линейном приближении эта связь прямо пропорциональная), при этом заметного уменьшения величины a не происходит. Во-вторых, на расстояниях

от внешней поверхности образца порядка нескольких размеров поры степень залечивания существенно выше, чем в объеме.

С учетом вышесказанного полученные данные удобно представить в виде зависимостей $b-a$. На рис. 4 приведены такие зависимости для исходного образца (кривая 1) и для образцов после приложения давления 0.6 и 1.0 ГПа (кривые 2 и 3). Видно, что приложенные давления существенно уменьшают величину b , в то время как максимальное значение a осталось практически тем же. Помимо этого, ясно видно, что наиболее интенсивно залечиваются поры с меньшим значением b/a (что соответствует большим a), а почти круглые маленькие поры изменились незначительно. Для количественного сравнения теории и эксперимента мы применили формулы (9), (14), (17). Результаты такого расчета приведены на том же рисунке сплошными линиями. Видно, что расчетные и экспериментальные кривые хорошо совпадают. Давления, использованные в данном расчете, равнялись αP . Наилучшее совпадение экспериментальных данных и теоретических расчетов получалось при $\alpha \approx 5.8$, что очень близко к предсказываемому теорией ($\alpha = 5$).

Перейдем к рассмотрению особенностей залечивания приповерхностных пор.

На рис. 5 приведены зависимости $b-a$ для одного из исходных образцов (кривая 1) и после приложения давления 1 ГПа в объеме (кривая 2) и в приповерхностном слое (кривая 3) (исходный образец выбирался таким образом, чтобы зависимости $b-a$ в объеме и поверхностном слое были близки). Видно, что залечивание пор в приповерхностном слое подчиняется тем же закономерностям, но протекает более интенсивно.

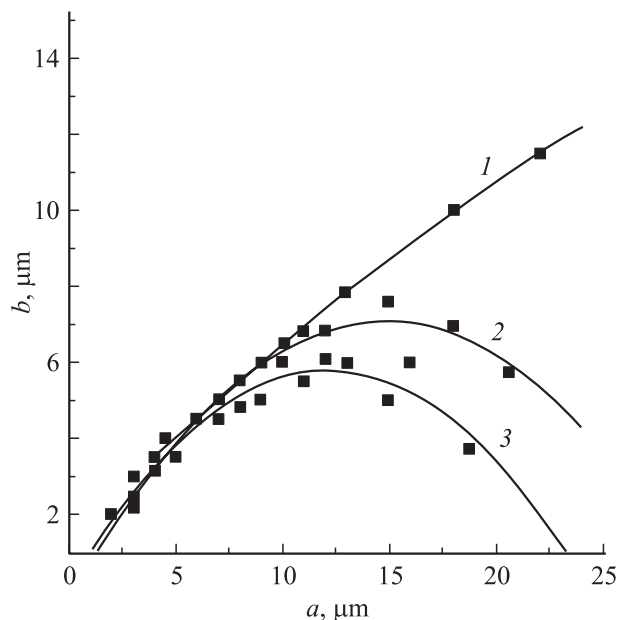


Рис. 5. Зависимость величины малой оси поры b от величины большой оси a для исходного образца (1) и после воздействия давления для объема образца (2) и приповерхностного слоя (3).

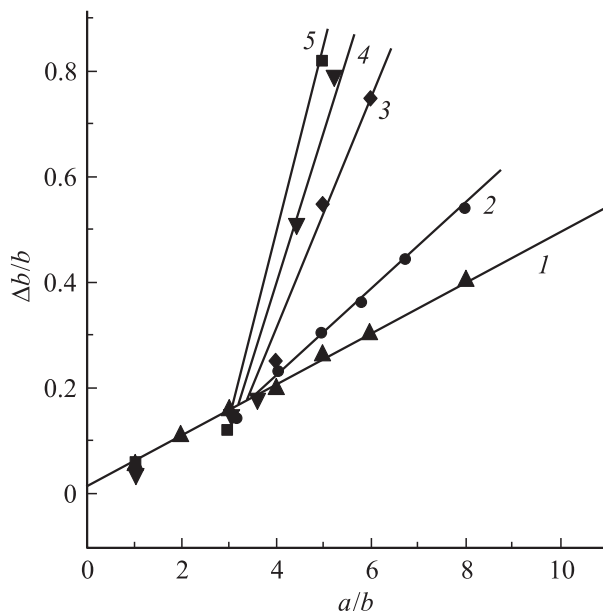


Рис. 6. Зависимость относительного изменения малой оси поры $\Delta b/b$ от величины большой оси a . Поры в объеме образца: 1 — аналитический расчет, 2 — эксперимент; приповерхностные поры: 3 — аналитический расчет, 4 — эксперимент, 5 — Nastran.

Степень уплощения длинных пор становится настолько большой, что возникают определенные сложности при их интерпретации.

Рассмотрим более подробно результаты аналитического расчета, численного расчета и эксперимента с точки зрения влияния формы пор на степень их залечивания. Для этого проанализируем изменение оси b в зависимости от исходной величины b/a в процессе залечивания давлением. Такие зависимости приведены на рис. 6 для объемных и приповерхностных пор. Для кривой 1 мы учитывали коэффициент α , а для кривой 3 — α и β , т.е. частично учитывалась пластичность.

Из приведенных данных видно, что расчетные и экспериментальные данные почти совпадают при описании приповерхностных пор. Существенно новым является, то, что степень залечивания для этих пор увеличивается скачкообразно с ростом a/b .

Степень залечивания объемных пор увеличивается линейно с a/b . Эксперимент дает больший наклон этой зависимости, чем аналитический расчет, что связано, по-видимому, с неполным учетом роли локальных пластических деформаций вблизи пор.

Из анализа полученных данных следует весьма важный вывод: степень залечивания пор в образце напрямую зависит от вида исходного распределения пор по величине отношения b/a . Если это распределение линейно и наклон графика близок к единице, то залечивание незначительно, по мере уменьшения наклона степень залечивания увеличивается. В том случае, если зависимость затухающая (что наиболее часто реализуется в эксперименте), давление воздействует в основном на по-

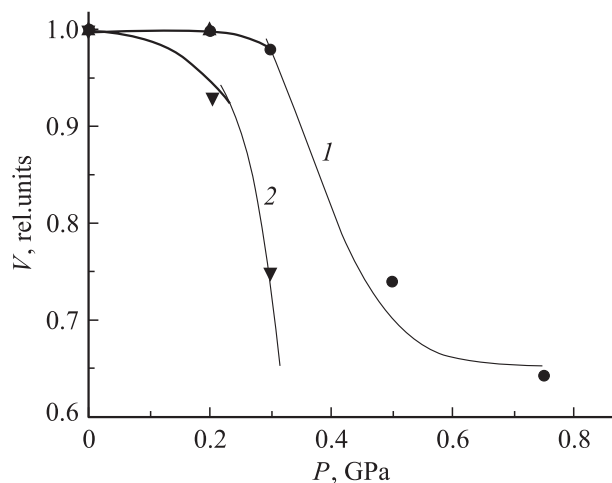


Рис. 7. Зависимость среднего объема поры V от величины приложенного давления для одиночных пор (1) и их цепочек (2).

ры с большим значением a . Показательно, что величина полного объема пор и их средние размеры заметного влияния на степень залечивания не оказывают.

В заключение изложения экспериментальных данных кратко остановимся на вопросе о влиянии взаимодействия близкорасположенных пор на процесс их залечивания. На реальных пористых объектах исследовать этот процесс весьма сложно, так как почти невозможно выбрать для исследования достаточное количество однотипных объектов (цепочек близкорасположенных пор с примерно фиксированным расстоянием между ними). Тем не менее мы попытались провести такое исследование на образцах меди.

Объектами исследования стали цепочки зернограничных пор, занимающих не менее половины длины границы от одного тройного стыка до другого. Специально такой цели не ставилось, но большая часть этих цепочек оказалась в слое, не превышающем по толщине $150\ \mu\text{m}$ от поверхности. На рис. 7 приведены зависимости изменения среднего объема пор от величины приложенного давления P . Кривая 1 соответствует залечиванию одиночных пор с отношением $a/b = 1-3$, кривая 2 — залечиванию цепочек пор. Видно, что особенно эффективно залечиваются именно цепочки пор. Полученные результаты следует считать предварительными, хотя общая тенденция не вызывает сомнений.

Для выявления общности обнаруженных эффектов рассмотрим данные по влиянию гидростатического давления $1\ \text{GPa}$ на пористость аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$, полученного сверхбыстрой закалкой из расплава. Этот сплав содержит эллипсоидальные поры размером около $100\ \text{nm}$, которые локализуются в тонком приповерхностном слое аморфной ленты [7,8] (здесь не анализируются на порядок меньшие поры в объеме ленты). Исследования, проведенные методом малоуглового рентгеновского рассеяния, показали, что

под действием давления происходит уплотнение пор в направлении, перпендикулярном внешней поверхности (это направление совпадает с малой осью эллипсоида). В направлении, параллельном внешней поверхности, размер пор практически не изменяется. Обработка данных малоуглового рентгеновского рассеяния, а также анализ литературных данных [9,10] показали, что уплотнение пор под действием давления должно привести к уменьшению толщины аморфных лент на $\approx 2\%$. Эта величина хорошо согласуется с результатами измерения толщины лент после действия давления. Большое число измерений показало, что уменьшение толщины лент составляет $2.3 \pm 0.4\%$.

Таким образом, экспериментальные результаты позволили провести количественно (в ряде случаев полуколичественно) сравнение с результатами аналитических и численных расчетов; получено достаточно хорошее их согласие.

Действительно, эксперимент и теория однозначно показали, что при фиксированном давлении интенсивность залечивания пор в основном зависит от отношения их осей a/b . При воздействии гидростатического давления или двухстороннего сжатия (двумерный случай) как для меди, так и для аморфного сплава происходит уменьшение малой оси b , в то время как большая ось a практически не меняется.

Установлено, что в приповерхностных слоях процесс залечивания протекает более активно, чем в объеме. Как эксперимент, так и численные расчеты показали, что в этом случае зависимость степени залечивания от отношения a/b становится и более сильной. Показано, что близкорасположенные поры залечиваются интенсивней за счет взаимодействия их полей напряжений.

Список литературы

- [1] П.Г. Черемской, В.В. Слезов, В.И. Бетехтин. Поры в твердых телах. Энергоатомиздат, М. (1990). 374 с.
- [2] В.И. Бетехтин. Пористость и механические свойства твердых тел. Сб. трудов Юбилейной научно-технической конференции. СПбГТУ, СПб (2001). С. 7.
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). 246 с.
- [4] Н.И. Мухелишвили. Некоторые основные задачи математической теории упругости. Наука, М. (1966). 707 с.
- [5] Ю.М. Даль. МТТ 2, 130 (1980).
- [6] I.V. Sklenička, V.I. Betekhtin, A.I. Petrov, A.G. Kadomsev, K. Kucharova. Scripta Met. 25, 2159 (1991).
- [7] В.И. Бетехтин, А.М. Глезер, А.Г. Кадомцев, А.Ю. Кипяткова. ФТТ 40, 1, 85 (1998).
- [8] В.И. Бетехтин, Е.Л. Гюлиханданов, А.Г. Кадомцев, О.В. Толочко. ФТТ 42, 8, 1420 (2000).
- [9] И.В. Золотухин. Физические свойства аморфных металлических материалов. Металлургия, М. (1986). 176 с.
- [10] К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы / Под ред. Т. Масумото. Металлургия, М. (1987). 328 с.