

УДК 539.374

© 1993 г. Б. А. РЫЧКОВ

СЛОЖНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
ПРИ НАГРУЖЕНИЯХ БЕЗ ПОВОРОТА
ГЛАВНЫХ ОСЕЙ ТЕНЗОРА НАПРЯЖЕНИЙ

Дается развитие упрощенной концепции скольжения, согласно которой кинематика пластической деформации характеризуется интенсивностью скольжений по площадкам действия максимального касательного напряжения. Прочностные свойства материала определяются сопротивлением сдвигу, представляемым в виде некоторого оператора от интенсивности указанных скольжений. Получены зависимости, описывающие отдельные характерные черты деформационной анизотропии, которая возникает при растяжении с внутренним давлением тонкостенных трубок.

1. Такие понятия как сопротивление сдвигу и интенсивность скольжений впервые были введены в концепцию скольжения в модели Леонова — Швайко [1], сформулированной вначале для плоскопластической деформации. Затем эта модель была обобщена [2] на случай пространственного напряженно-деформированного состояния с помощью постулата изотропии А. А. Ильюшина. Данный подход свободен от хорошо известных основных недостатков теории скольжения Батдорфа и Будянского и вполне удовлетворительно описывает опыты по двузвенным траекториям нагружения [3]. Однако, накладываются два существенных ограничения: во-первых, описываемый материал должен удовлетворять критерию текучести Губера — Мизеса и иметь «единую» диаграмму упрочнения (в обобщенных координатах) независимо от вида напряженного состояния, во-вторых, могут рассматриваться только плоские траектории нагружения, причем второе главное напряжение не должно менять своего направления.

Далее М. Я. Леонов предложил [4] достаточно общую постановку проблемы пластичности как задачи механики на основе упомянутых выше понятий. В случае однородного напряженно-деформированного состояния и квазистатического нагружения интенсивность скольжений φ_{nl} является функцией нормали n к плоскости скольжения и направления скольжения l в данной плоскости. Сопротивление сдвигу S_{nl} считается оператором от интенсивности скольжений; по определению оно равно соответствующей компоненте касательного напряжения τ_{nl} там, где есть скольжения, а вне области скольжений $S_{nl} > \tau_{nl}$. При заданном операторе $S_{nl}(\varphi_{nl})$ равенство

$$S_{nl}(\varphi_{nl}) = \tau_{nl} \quad (1.1)$$

дает уравнение для определения функции φ_{nl} , зная которую, можно вычислить компоненты тензора пластических деформаций по формулам, введенным еще С. Б. Батдорфом и Б. Будянским.

В настоящее время в качестве основного примера предлагается [5, 6] сопротивление сдвигу вида

$$S_{nl}(\varphi_{nl}) = \psi(\tau_0, m) + \Psi(\tau_0, m) \varphi_{nl} + A(1 - \Gamma_{nl}/\Gamma_{\max}), \quad A - \text{const} \quad (1.2)$$

где Γ_{nl} — компонента пластической деформации сдвига, Γ_{\max} — максимальный

сдвиг, ψ и Ψ — функции октаэдрического касательного напряжения τ_0 и «квасистационарного» инварианта тензора напряжений

$$m = \tau_0 / \tau_{\max} \quad (1.3)$$

Вводя некоторые другие слагаемые в оператор $S_{nl}(\varphi_{\nu})$, можно получить [7] аналоги теории локальных деформаций А. К. Малмейстера и модели Христиановича — Шемякина. По существу такой же прием осуществлен в [8], где равенство (1.1) записывается сразу в развернутом виде так, чтобы конкретизирова отдельные входящие в него функции, получать тот или иной вариант концепции скольжения (так, например, наряду с названными может быть получен [8] аналог полумикроскопической модели А. Н. Мохеля, Р. Л. Салганика, С. А. Христиановича).

Как показано в [9], возражения И. Иосимуры [10] и И. Д. Рогозина [11] против концепции скольжения, появившиеся в связи с работой С. Б. Батдорфа и Б. Будянского, касаются не самой концепции, а только способа задания интенсивности скольжений или, в конечном итоге, способа задания сопротивления сдвигу. Иначе говоря, помимо кинематики пластической деформации необходимо правильно отражать изменение прочностных свойств материала, т. е. возникающую деформационную анизотропию. При этом трудности моделирования значительно возрастают, когда теоретическая зависимость между напряжениями и пластическими деформациями для поликристаллического агрегата выводится (как, например, в [12]) на основании учета деформационной анизотропии отдельных монокристаллов. Недостатки такого подхода известны [13].

В настоящее время нет достаточно общей теории пластичности, которая позволила бы выявить в полной мере недостатки и преимущества той или иной модели пластического деформирования, а также область их применимости. Поэтому пока предлагается [14] рассматривать разные варианты как «...своего рода приборы, отличающиеся друг от друга разрешающими способностями». Их применимость ставится в зависимость от «...стоящих перед исследователем целей» [14]. Кроме того, отмечается [15] возросшая роль программируемых экспериментов и методики экспериментального определения материальных функций.

Для определения введенных в рассматриваемый оператор $S_{nl}(\varphi_{\nu})$ (1.2) материальных функций и параметров используется минимальное количество исходных экспериментальных данных простейших видов испытаний — растяжение или кручение тонкостенной трубки. Предложены и апробированы различные выражения для функций $\psi(\tau_0, m)$ и $\Psi(\tau_0, m)$. Однако, при данном подходе определение компонент тензора пластических деформаций сопряжено со значительными вычислительными трудностями. Поэтому для практических расчетов предложена [16, 17] упрощенная концепция скольжения, основанная, как и модель Леонова — Швайко, на использовании плоского механизма скольжений.

Установлено, что переход к упрощенной модели не изменяет основных выводов, вытекающих из исходной общей модели (в некоторых случаях корректируя их); например: модули ортогональных догрузок после растяжения или кручения тонкостенной трубки, определенные аналитически в том и другом случае, совпадают (и, в частности, не противоречат экспериментам [18]). В определяющие соотношения этой модели заложено также отклонение от пропорциональности между девиаторами напряжений и деформаций, выявленное в известных опытах Лоде. Достигнуто [19] соответствие расчетных и экспериментальных данных при нагружениях по двузвенным ломаным.

2. В упрощенной модели [16, 17] рассматриваются скольжения только в плоскостях, параллельных второй главной оси тензора напряжений, и в направлениях, перпендикулярных этой оси, т. е. вначале принимается во внимание только один плоский веер плоскостей скольжения. Эти скольжения и компоненты деформации от них Γ_y^0 названы основными; последние выражаются известным образом [16] через однократные интегралы от интенсивности скольжений, что значительно облегчает процедуру их вычисления по сравнению с общим подходом. В отличие от некоторых прежних представлений считается, что даже при плоскопластической деформации кроме указанного плоского веера есть и другие

скольжения в плоскостях, наклонных к основным. Чтобы учесть вклад в пластическую деформацию всех других возможных скольжений, постулируется связь между приращениями главных деформаций от основных и «дополнительных» скольжений

$$d\Gamma_{11}^s = \left(\frac{\tau_{12}}{\tau_{\max}} \right)^q d\Gamma_{11}^0, \quad d\Gamma_{33}^s = \left(\frac{\tau_{23}}{\tau_{\max}} \right)^q d\Gamma_{33}^0, \quad q - \text{const} \quad (2.1)$$

где τ_{12}, τ_{23} — главные касательные напряжения, τ_{\max} — максимальное касательное напряжение.

Параметр q выбран так, чтобы учесть наблюдаемое в опытах отклонение от пропорциональности между параметрами Лоде для напряжений и деформаций (приемлемым является $q = 0,75$). Суммируя указанные компоненты, получим искомые деформации $\Gamma_{ij} = \Gamma_{ij}^0 + \Gamma_{ij}^s$ ($i, j = 1, 2, 3$).

При таких нагружениях, когда вид напряженного состояния может достигаться любой во всем диапазоне изменения параметра Лоде, любое из главных касательных напряжений может стать поочередно максимальным. Соответственно и «основные» скольжения могут развиваться около того или иного из направлений главных касательных напряжений.

При активном (без промежуточных разгрузок) нагружении при наличии системы основных скольжений (около τ_{\max}) можно определить момент возникновения скольжений в направлении второго по величине главного касательного напряжения, т. е. начало «полной пластичности» по терминологии Христиановича — Шемякина (состоянию «неполной пластичности» соответствуют скольжения только по площадкам τ_{\max}). Сформулировано [20] свойство «переключения» системы основных скольжений, когда в процессе нагружения максимальное касательное напряжение «переходит» из одной экстремальной площадки в другую. Рассмотрены также ситуации, когда одно состояние полной пластичности сменяется другим подобным состоянием, в том числе при повторном нагружении после частичной или полной разгрузки. Показано, что определенная последовательность состояний неполной и полной пластичности реализуется при возникновении так называемого «нырка» на диаграмме интенсивность напряжений — интенсивность деформаций, когда происходит резкий излом траектории деформаций. Результаты расчетов для этого случая приведены ниже в сопоставлении с экспериментальными данными из [21], полученными при испытании образцов стали 30ХГСА. Рассмотрены также новые эффекты упрочнения, обнаруженные¹ для стали 12ХНЗА.

Сопrotивление сдвигу в упрощенной концепции скольжения выражается формулой, аналогичной формуле (1.2), в которой вместо функции φ_n и компоненты Γ_n фигурируют интенсивность основных скольжений и соответствующая компонента деформации. Роль введенных материальных функций описана ранее [16, 17]; в расчетах они приняты в виде

$$\psi(\tau_0, m) = \frac{(1 + 3m_1)\tau_{\Pi} - \alpha_0}{1 + (3 - a)m} \quad (2.2)$$

$$\Psi(\tau_0, m) = p \left[\frac{(1 + 3m)\tau_{\max}}{(1 + 3m_1)\tau_{\Pi}} - 1 \right]^c, \quad p, c - \text{const} \quad (2.3)$$

где τ_{Π} и m_1 — соответственно предел упругости и значение инварианта m при чистом сдвиге.

Для параметра a установлена эмпирическая зависимость

$$a = 3 - a_1/m, \quad a_1 \approx 8E'/E \quad (2.4)$$

где E — модуль Юнга, E' — касательный модуль, определяемый по диаграмме

¹ Вавакин А. С., Викторов В. В., Жигалкин В. М., Степанов Л. П., Усова О. М. Экспериментальное исследование упругопластического поведения стали 12ХНЗА при сложном нагружении с частичными разгрузками. М.: ВИНТИ. 1989. № 3878. В89. 18 с.

растяжения (для чисто пластической составляющей компоненты деформации) при схематизации ее линейным упрочнением.

Параметр A находится из решения задачи по определению модуля ортогональной догрузки [5]; его можно положить равным $A \approx 4\tau_{II}$.

Момент возникновения скольжений в первоначально изотропном материале определяется из условия равенства сопротивления сдвигу (при $\varphi_{nl} = +0$) величине максимального касательного напряжения (τ_m^{II}) в этот момент, т. е. $\psi(\tau_0^{II}, m) = \tau_m^{II}$. Отсюда, принимая (2.2), получим, что на пределе упругости октаэдрическое τ_0^{II} и максимальное τ_m^{II} касательные напряжения связаны условием М. Я. Леонова

$$\tau_m^{II} = (1 + 3m_1)\tau_{II} - 3\tau_0^{II} \quad (2.5)$$

которое является «промежуточным» между критериями Губера — Мизеса и Треска — Сен-Венана.

Условие (2.5), учитывая (1.3), можно представить еще иначе

$$\tau_{II}(m) = \frac{1 + 3m_1}{1 + 3m} \tau_{II} \quad (\tau_{II}(m) \equiv \tau_m^{II}) \quad (2.6)$$

Рассмотрим двухосное растяжение, когда после активного нагружения за пределы упругости и разгрузки производится повторное нагружение с изменением вида напряженного состояния, достигнутого к моменту разгрузки. Здесь следует различать разные ситуации: максимальное касательное напряжение при повторном нагружении может изменить или не изменить свою ориентацию. В последнем случае (когда площадка действия τ_{\max} остается прежней), принимая (2.2) и (2.3), из условия $S_{nl} = \tau_{\max}$ определим [20] максимальное касательное напряжение в момент возобновления скольжений

$$\tau_{\max} = (1 + 3m^*)\tau_{\max}^*/(1 + 3m) \quad (2.7)$$

где звездочкой отмечены величины в момент начала разгрузки.

Подобие двух последних формул очевидно.

Если при рассматриваемом напряженном состоянии вначале скольжения происходят только по площадке τ_{\max} (неполная пластичность), а затем возникают скольжения и в направлении второго по величине главного касательного напряжения (начало полной пластичности), то в этот момент, аналогично предыдущему, найдем [20] величину второго σ_2 главного напряжения:

$$\sigma_2 = \frac{2(1 + 3m_1)\tau_{II}}{1 + a_1 + aBm}, \quad m = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{3 + \mu_\sigma^2} \quad (\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3) \quad (2.8)$$

$$B = 2/[1 + \sqrt{4,5m^2 - 3}] \quad \text{при } \mu_\sigma > 0 \quad (2.9)$$

$$B = 2/[1 - \sqrt{4,5m^2 - 3}] \quad \text{при } \mu_\sigma < 0$$

где μ_σ — параметр Лоде — Надаи для напряжений.

При повторном нагружении, когда до разгрузки полная пластичность не имела места, в зависимости от вида напряженного состояния выполняется либо условие (2.7), либо (2.8). Подобным образом рассмотрены [20] и другие возможные случаи, когда в процессе активного нагружения, разгрузок и повторного нагружения происходит смена одного состояния полной или неполной пластичности другим состоянием со сменой «площадок скольжения».

3. Анализ экспериментальных данных для стали 30ХГСА [21] показал следующее. Явление нырка на диаграмме интенсивность напряжений — интенсивность деформаций ($\sigma_u \sim \epsilon_u$) отчетливо наблюдалось при испытании образца

ϵ_2	σ_1^*	σ_2^*	Γ_{11}^*	Γ_{22}^*	σ_u	m	σ_1^T	σ_2^T
-0,218	40,2	0	0,324	-0,161	40,2	0,943		
-0,181	41,3	6,15	0,327	-0,151	38,6	0,881	42,2	6,3
-0,161	42,8	10,2	0,326	-0,146	37,7	0,853	43,2	10,4
-0,126	42,4	18,1	0,340	-0,150	36,8	0,819	44,5	19,1
-0,021	41,9	32,4	0,363	-0,113	38,1	0,856	43,3	33,5
0,089	38,0	42,1	0,396	-0,055	40,2	0,901	37,6	41,7

№ 1, который одноосным растяжением деформировался до деформации $\epsilon_u = 0,515\%$, а при дальнейшем растяжении с внутренним давлением осевая деформация поддерживалась постоянной. В таблице приведены экспериментальные значения деформаций (в процентах) и напряжений $\sigma_{1,2}^*$ (с размерностью $9,81^{-1}$ МПа) в момент излома траектории деформаций и последующие значения компонент пластической деформации (Γ_{11}^* и Γ_{22}^*), интенсивность напряжений σ_u и квазистационарный инвариант m .

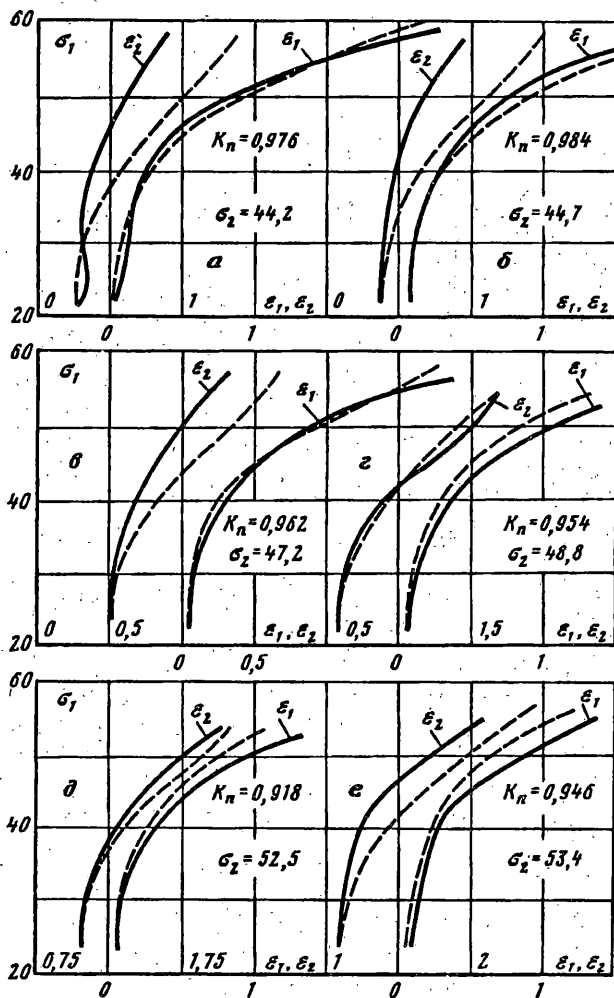
Из таблицы видно, что после излома траектории деформации вначале (первые три точки отсчета) пластическая деформация данного образца остается практически постоянной, затем начинает возрастать при интенсивности напряжений, меньшей, чем в момент излома. Это явление свидетельствует о возникновении соответствующей сингулярной поверхности нагружения для данного материала.

Считая заданным в указанных точках отсчета вид напряженного состояния m , установим, какие напряжения предсказываются условием (2.7) и насколько они отличаются от экспериментальных величин. Результаты расчета $\sigma_{1,2}^T$ приведены в двух последних колонках таблицы. Параметры материала, найденные путем аппроксимации диаграмм растяжения и кручения для данной стали, таковы: $\tau_{II} = 19 \cdot 9,81$ МПа, $p = 900 \cdot 9,81$ МПа, $c = -0,2$, $a_1 = 0,376$.

Расчетные значения напряжений σ_1, σ_2 в первых трех точках отсчета отличаются от экспериментальных на 1—5%, причем $\sigma_1^T > \sigma_1^*$ и $\sigma_2^T > \sigma_2^*$, когда интенсивность напряжений падает, а пластическая деформация (вычисленная по данным измерений) остается постоянной. Это означает, что траектория напряжений, осуществленная в эксперименте, находится внутри предсказываемой поверхности нагружения, тогда как соответствующая расчетная траектория — на этой поверхности.

Далее, когда интенсивность напряжений вновь возрастает (вплоть до значения, достигнутого до нырка) $\sigma_1^T < \sigma_1^*$ и $\sigma_2^T < \sigma_2^*$. Однако при этом уже наблюдается приращение пластической деформации. Следовательно, необходимо проверить, при каких напряжениях возникают скольжения согласно условию (2.8). В 4-й точке отсчета (при $m = 0,856$) получим $\sigma_2 = 29,7 \cdot 9,81$ МПа, $\sigma_1 = 38,5 \cdot 9,81$ МПа. Таким образом, в рассматриваемом случае до возникновения скольжений в первоначальных направлениях «заработает» другая система скольжений. Этим и объясняется отмеченное выше приращение пластической деформации на восходящей ветви нырка на диаграмме $\sigma_u \sim \epsilon_u$.

4. Приведенные в публикуемой работе зависимости позволяют определить компоненты тензора пластической деформации по заданным напряжениям. Траектории напряжений в экспериментах [21] задавались при испытании образцов № 11—16. Несмотря на отмеченный автором наибольший разброс замеряемых величин для этих образцов, соответствие предлагаемых расчетных зависимостей экспериментальным данным вполне удовлетворительное. Этот результат продемонстрирован на прилагаемых графиках (фиг. 1), расчетные кривые показаны штриховыми, а экспериментальные — сплошными линиями, размерность напряжений — $9,81^{-1}$ МПа.

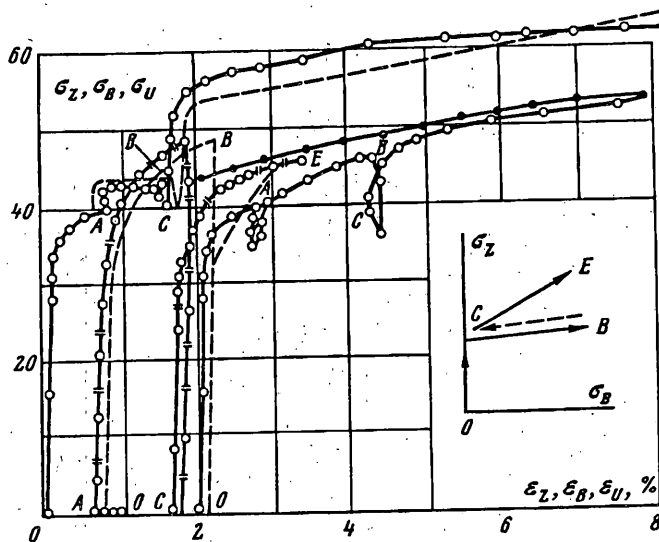


Фиг. 1

Образцы вначале деформировались растяжением с внутренним давлением до различных значений интенсивности деформаций так, чтобы отношение растягивающего напряжения σ_1 к окружающему σ_2 равнялось 0,5; затем, при дальнейшем нагружении напряжение σ_2 поддерживалось постоянным.

Для проведения расчетов диаграмму упрочнения (в координатах $\sigma_u \sim \epsilon_u$) для конкретного образца необходимо, как это обычно делается, совместить с номинальной кривой упрочнения, по которой определяются введенные в модели (в теории) параметры материала. Поправочный коэффициент k_n при таком совмещении определяется как отношение интенсивности напряжений для образца к номинальной σ_u при одной и той же интенсивности деформаций ϵ_u на участке пропорционального нагружения, причем этот коэффициент, естественно, усредняется, будучи определенным при нескольких различных значениях ϵ_u .

Такую процедуру усреднения в рассматриваемом случае выполнить не удалось, поскольку в используемых данных [21] до излома траектории нагружения приведена только одна точка по напряжениям (и деформациям), отвечающая окончанию пропорционального нагружения. Между тем, при малом упрочнении указанного материала небольшому отклонению по напряжению для конкретного образца от номинальной кривой упрочнения соответствует заметное (порой значительное) расхождение по деформациям в том и другом случае. Именно частично этим объясняется полученная для отдельных образцов разница между расчетным и экспериментальным значением деформации ϵ_2 .



Фиг. 2

В то же время возрастание деформации ϵ_2 (при $\sigma_2 = \text{const}$) для всех образцов описывается предлагаемыми соотношениями упрощенной концепции скольжения в отличие от традиционных подходов достаточно хорошо.

Проведенное сопоставление полученных зависимостей с экспериментальными данными позволяет утверждать, что деформационной анизотропией материала можно управлять, чередуя скольжения по разным экстремальным площадкам касательных напряжений. Такой вывод подкрепляется результатами экспериментального исследования упругопластического поведения стали 12ХН3А в условиях двухосного растяжения, сопровождающегося частичной разгрузкой².

Разгрузка производилась в одном из направлений предварительного пластического деформирования при активных нагружениях в других направлениях. Затем осуществлялось повторное нагружение с изменением вида напряженного состояния, при котором и происходила смена активных площадок скольжения. Подробный анализ изменения прочностных характеристик данной стали в процессе такого сложного нагружения содержится в [22]. Здесь в качестве примера приведена (фиг. 2) картина изменения напряженно-деформированного состояния образца № К-85 [22], который представлял собой тонкостенный цилиндр и нагружался осевой силой и внутренним давлением. Для сравнения на фиг. 2 показана также диаграмма одноосного растяжения образца № К-56 (темные точки). Расчетные кривые отмечены на этой фигуре штриховыми линиями; параметры материала: $\tau_{II} = 20,25 \cdot 9,81$ МПа, $a_1 = 0,375$, $c = -0,2$, $p = 116 \cdot 9,81$ МПа.

Отметим наиболее существенный результат: при одной и той же осевой деформации, например, $\epsilon_z = 2\%$, упрочнение материала в осевом направлении образца значительно больше после осуществленного сложного нагружения, чем при одноосном растяжении. Согласно развиваемой модели скольжений это можно объяснить влиянием упругих деформаций на сопротивление сдвигу, которое оказывается примерно одинаковым, независимо от последовательности, в какой происходят «основные» скольжения по разным площадкам главных касательных напряжений.

² См. публ. указ. с. 122

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Леонов М. Я., Швайко Н. Ю.* Сложная плоская деформация//Докл. АН СССР. 1964. Т. 159. № 5. С. 1007—1010.
2. *Леонов М. Я., Швайко Н. Ю.* О зависимости между напряжениями и деформациями в окрестности угловой точки траектории нагружения//Докл. АН СССР. 1966. Т. 171. № 2. С. 306—309.
3. *Кудряшов Н. Н., Рычков Б. А., Швайко Н. Ю.* Теоретическое и экспериментальное исследование законов деформирования алюминиевого сплава АК6 при сложном нагружении//Изв. АН КиргССР. 1970. № 1. С. 28—35.
4. *Леонов М. Я.* Основные постулаты теории пластичности//Докл. АН СССР. 1971. Т. 199. № 1. С. 51—54.
5. *Леонов М. Я., Рычков Б. А.* К основам механики пластических материалов//Проблемы прочности. 1982. № 3. С. 35—39.
6. *Леонов М. Я.* Прочность и устойчивость механических систем. Фрунзе: Илим, 1987. 279 с.
7. *Леонов М. Я., Рычков Б. А., Сулайманов Ж.* К теории монотонной пластической деформации//Проблемы прочности. 1977. № 5. С. 3—7.
8. *Новожилов В. В., Кадашевич Ю. И., Черняков Ю. А.* Теория пластичности, учитывающая микродеформации//Докл. АН СССР. 1985. Т. 284. № 4. С. 821—823.
9. *Русинко К. Н.* Теория пластичности и неустановившейся ползучести. Львов: Виц. шк. 1981. 148 с.
10. *Иосимару Иосимура.* Замечания к теории скольжения Батдорфа и Будянского//Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1960. № 1. С. 109—116.
11. *Рогозин И. Д.* О теории скольжения//Сб.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: изд-во СО АН СССР. 1970. В. 4. С. 148—153.
12. *Будянский Б., У Тай-те.* Теоретическое предсказание пластических деформаций поликристаллов//Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1964. № 6. с. 113—133.
13. *Кадашевич Ю. И., Новожилов В. В.* Об учете микронапряжений в теории пластичности//Инж. ж. МТТ. 1968. № 3. С. 82—91.
14. *Новожилов В. В.* Пути развития теории деформирования поликристаллов//Нелинейные модели и задачи механики деформируемого твердого тела. М.: Наука. 1984. С. 11—24.
15. *Васин Р. А.* Определяющие соотношения теории пластичности//Итоги науки и техники. Сер. Механика деформируемого твердого тела. М.: ВИНТИ, 1990. Т. 21. С. 3—75.
16. *Леонов М. Я., Рычков Б. А., Нисневич Е. Б.* Плоская теория пластичности//Изв. АН КиргССР. 1977. № 1. С. 3—12.
17. *Леонов М. Я., Нисневич Е. Б., Рычков Б. А.* Плоская теория пластичности, основанная на синтезе скольжений//Изв. АН СССР. МТТ. 1979. № 6. С. 43—49.
18. *Свешишкова В. А.* О пластическом деформировании упрочняющихся металлов//Изв. АН СССР. ОТН. 1956. № 1. С. 155—161.
19. *Леонов М. Я., Рычков Б. А.* Развитие концепции скольжения в теории пластичности//Физ.-хим. механика материалов. 1982. Т. 18. № 4. С. 3—12.
20. *Рычков Б. А.* Влияние упругопластических деформаций на сопротивление сдвигу//Прочность и устойчивость реальных твердых тел и конструкций. Фрунзе: Илим. 1991. С. 30—44.
21. *Дегтярев В. П.* Пластичность и ползучесть машиностроительных конструкций. М.: Машиностроение. 1967. 131 с.
22. *Жигалкин В. М., Усова О. М.* О резервах прочности при пластическом деформировании. Сообщения 1,2//Проблемы прочности. 1991. № 11. С. 3—8. 9—13.

Фрунзе

Поступила в редакцию
6.VI.1990