

Итак, наряду с тем, что стеклянное волокно является несущим силовым элементом стеклопластика [1], оно также определяет его предельные динамические упругие (деформационные) характеристики независимо от угла армирования менее нагруженных слоев, однако при условии наличия слоев с ориентацией волокон, совпадающих с ведущим компонентом растягивающих напряжений. Это не исключает возможности ситуации, когда в конкретной оболочечной конструкции из-за особенностей ее динамической реакции предельная деформация в первой фазе растяжения может быть существенно ниже ϵ_b^* и приводить к снижению удельной прочности оболочки в зависимости от структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. Г., Цыпкин В. И. Деформация и разрушение стеклопластиковых оболочек при экстремальных импульсных нагрузках // МГМ.— 1987.— № 3.
2. Цыпкин В. И., Русак В. Н., Иванов А. Г. и др. Деформация и разрушение двухслойных металлопластиковых оболочек при внутреннем импульсном нагружении // МГМ.— 1987.— № 5.
3. Сырунин М. А., Федоренко А. Г., Шитов А. Т. Прочность цилиндрических оболочек из стеклопластика различной структуры при нагружении взрывом // ФГВ.— 1989.— № 4.
4. Воронцова О. С., Сырунин М. А., Федоренко А. Г. и др. Экспериментальное исследование коэффициентов вариации прочностных характеристик стеклопластиковых цилиндрических оболочек при внутреннем импульсном нагружении // МГМ.— 1987.— № 4.
5. Федоренко А. Г., Цыпкин В. И., Сырунин М. А. и др. Поведение композитных оболочек с высокоэластичным связующим при внутреннем импульсном нагружении // МГМ.— 1988.— № 2.
6. Иванов А. Г., Минеев В. И. О масштабных эффектах при разрушении // ФГВ.— 1979.— № 5.
7. Альперин В. И., Корольков Н. В., Мотавкин А. В. и др. Конструкционные стеклопластики.— М.: Химия, 1979.
8. Федоренко А. Г., Цыпкин В. И., Иванов А. Г. Деформация и разрушение разномасштабных цилиндрических стеклопластиковых оболочек при внутреннем импульсном нагружении // МГМ.— 1986.— № 4.

г. Арзамас

Поступила 14/VI 1991 г.

УДК 620.10

В. З. Васильев, С. Ю. Кантелин

О ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ЭФФЕКТА УПРОЧНЕНИЯ МАТЕРИАЛА НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ТОНКИХ НИТЕЙ

Многочисленными экспериментами отечественных и зарубежных исследователей установлен факт существенного возрастания прочности материала нитевидных кристаллов и тонких нитей при уменьшении характерного размера последних — диаметра или площади поперечного сечения. Существующие гипотезы природы этого явления носят в общем-то феноменологический характер и не дают объяснения на микроуровне.

В данной работе выдвигается концепция, позволяющая, по мнению авторов, дать физико-механическое объяснение сущности эффекта упрочнения.

1. Первым из исследователей, достоверно установившим связь между прочностью материала тонкой нити и ее поперечным размером, был, по-видимому, Гриффитс [1]. В опытах на разрыв стеклянных стержней диаметром $10 \div 100$ мкм он показал, что достигаемая при этом прочность материала образцов значительно выше обычной технической прочности данного материала. Подтверждение и дальнейшее развитие результаты [1] получили в опытах на кристаллах сурьмы, кремния, соляных столбиках и на кварцевых нитях [2—5].

В дальнейшем эксперименты распространены на нитевидные кристаллы металлов и тончайшие металлические нити. Известны результаты опытов Херринга и Голта с оловянными кристаллами. С нитевидными кристаллами меди и железа эксперименты проведены в [6—8]. И для металлов было показано, что при малых диаметрах испытываемых образцов (около 1 мкм) прочность материала возрастает, приближаясь к теоретической. Под теоретической прочностью σ_T понимается предельное значение временного сопротивления на разрыв материала с «идеальной» структурой.

Большое количество данных накоплено в настоящее время и в опытах на кристаллах, составляющих структурную основу разнообразных керамик, цементных и гипсовых камней. Соответствующие результаты нашли отражение, в частности, в [9—11].

Сопоставляя и анализируя многочисленные экспериментальные результаты для разных материалов независимо от их химической природы и способа получения, можно сделать вывод: имеет место четкая связь между прочностью материала и размером поперечного сечения испытываемого нитевидного кристалла или тонкого волокна.

2. Многие исследователи предпринимали попытки объяснить описанный выше эффект упрочнения материала образцов малого поперечного размера. Так, в [1] высказано предположение о влиянии на прочность тонких нитей более плотного поверхностного слоя. Однако последующие опыты [12] и особенно [5] опровергли эту гипотезу. Было доказано, что, даже если некий ориентированный слой на поверхности стекла или кварца и существует, его влияние на прочностные свойства образца практически не ощутимо.

Тем не менее выдвигались и другие концепции, в той или иной форме использовавшие влияние поверхностного слоя испытываемого образца на прочность материала последнего. Йенкель [13], например, считал, что определенную упрочняющую роль выполняют силы поверхностного натяжения. Он предложил формулу для описания зависимости между прочностью на разрыв, периметром и площадью поперечного сечения образца:

$$\sigma_B = a + bK/F.$$

Здесь σ_B — временное сопротивление материала на разрыв; K , F — периметр и площадь поперечного сечения образца; a , b — постоянные, определяемые из эксперимента.

Так как в случае круглого поперечного сечения отношение периметра к площади оказывается минимальным, из допущения Йенкеля следовал вывод: цилиндрические образцы по сравнению с любыми другими должны быть наиболее прочными. Однако и этот результат был опровергнут последующими опытами ряда исследователей, да и самим Йенкелем, испытывавшим в дальнейшем образцы эллиптического поперечного сечения. Тем самым опровергнута и идея влияния на прочность материала тонких нитей поверхностного натяжения.

Александров и Журков предприняли еще одну попытку связать состояние поверхностного слоя с прочностью тонких образцов [5]. Они выдвинули предположение о существовании в материале дефектов разного рода, наиболее опасные из которых с большей вероятностью встречаются на поверхности. В качестве расчетной формулы, связывающей прочность материала и радиус испытываемой нити, была предложена зависимость

$$\sigma_B = a + b/r + c,$$

где a — техническая прочность материала, реализуемая в макрообразцах; b , c — постоянные, определяемые опытным путем.

Идея Александрова и Журкова дальнейшее развитие нашла в [14—16]. В [16] анализировалась связь прочности σ_B с характерным размером образца a :

$$\sigma_B = \sigma_T (a_*/a)^2.$$

Здесь a_* — размер «бездефектного» кристалла с теоретической прочностью σ_T ; i — показатель интенсивности снижения прочности, увязываемый в каждом конкретном случае с экспериментальными данными, подвергнутыми статистической обработке.

В отношении всех рассмотренных гипотез можно сказать, что они носят, в сущности, описательный характер. Причины упрочнения, трактуемые феноменологически с позиции статистических подходов, с точки зрения физико-механической не вскрываются.

3. Бесспорным во всех современных концепциях механизма упрочнения материала тонких нитей и кристаллов представляется, по нашему мнению, только факт наличия дефектов в «неидеальных» образцах. Но вот последующие построения, связанные с широко распространенной версией, утверждающей, что чем больше объем и сечение образца, тем больше вероятность наличия в нем «опасных» трещиноподобных дефектов и как следствие ниже прочность материала, нам кажутся уже менее убедительными. В связи с этим интересно рассмотреть данное явление с позиции физико-механического подхода.

Трещиноподобные дефекты, как известно из теории, приводят к резкой концентрации напряжений. Последние в устье трещины бесконечно возрастают, обуславливая возникновение так называемой особенности напряженно-деформированного состояния. Следовательно, при любых малых, но конечных нагрузках образец с трещиной будет проявлять нулевую прочность, чего на самом деле, естественно, не наблюдается. Это противоречие отмечено еще Гриффитсом [1]. И он, исходя из энергетических соображений, получил формулу, которая связывает прочность хрупкого материала σ_b с размером трещиноподобного дефекта l :

$$(3.1) \quad \sigma_b = \sqrt{2\gamma E/\pi l}$$

(E — модуль нормальной упругости, γ — удельная поверхностная энергия материала).

В дальнейшем после публикаций [17, 18] господствующее положение в механике трещин и соответственно устранении отмеченного выше противоречия заняла идея коэффициента интенсивности напряжений. Эта специфическая характеристика напряженного состояния (своеобразный коэффициент при особенности) связывается с прочностью материала формулой

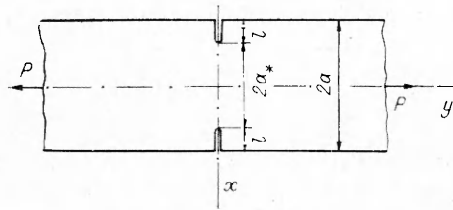
$$(3.2) \quad \sigma_b = K_c/\sqrt{\pi l},$$

где K_c — предельное значение коэффициента интенсивности для данного материала, устанавливаемое в эксперименте. Обычно условие прочности в этом случае заменяют сопоставлением теоретически найденного значения K с K_c .

Видно, что формулы (3.1) и (3.2) близки по структуре. Но они не содержат в себе параметры, учитывающие влияние масштаба на прочность материала. Этот масштабный фактор можно ввести в данном случае только при помощи уже упомянутого выше рассуждения о корреляции между площадью поперечного сечения образца или его объемом и вероятностью появления дефектов. По этой причине нам представляется целесообразным иной способ построения связи между напряженно-деформированным состоянием и упрочнением материала тонких нитей и кристаллов.

4. Бесконечные напряжения в теоретическом решении есть следствие одного из основных свойств классической модели твердого деформированного тела — сплошности. Однако реальные материалы уже даже на атомарном уровне лишены этого свойства, вступающего в противоречие с действительностью.

Отмеченное противоречие, как показано в [19], довольно изящно устраняется переходом в необходимых случаях от напряжений к усилиям, действующим в структурных связях вещества. Покажем, что такой подход является плодотворным не только с точки зрения определения крити-



Р и с. 1

ческой длины гриффитсовой трещины [19], но и в плане объяснения причин повышения прочности материала тонких нитей.

Рассмотрим осевое растяжение полосы толщиной b и шириной $2a$, ослабленной двумя сквозными трещинами длиной l каждая (рис. 1). Данная задача, по существу, моделирует некоторый частный случай ослабления материала нитевидных кристаллов поверхностными дефектами.

Распределение нормальных напряжений в перемычке, определяемое решением плоской задачи теории упругости, характеризуется формулой

$$\sigma_y = P/\pi b \sqrt{a_*^2 - x^2}$$

(P — растягивающее полосу усилие, $a_* = a - l$, $b = 1$). Полагая в дальнейшем, что трещина имеет малые размеры ($l \ll a$), принимаем $a_* \cong \cong a$. Видно, что при $x \rightarrow a_*$ напряжение бесконечно возрастает, т. е. имеет место типичная степенная особенность перед кончиком трещины.

Следуя Новожилову, введем понятие структурной ячейки материала с характерным размером δ . Подсчитаем элементарное нормальное усилие ΔN , приходящееся на одну структурную связь, выделенную непосредственно перед вершиной трещины:

$$(4.1) \quad \Delta N = \iint_{\Delta F} \sigma_y dF = \int_{a_*-\delta}^{a_*} \sigma_y(x) b dx = P/\pi \int_{a_*-\delta}^{a_*} dx / \sqrt{a_*^2 - x^2},$$

$$\Delta N = P/\pi [\pi/2 - \arcsin(1 - \delta/a_*)].$$

В тех случаях, когда $\delta \ll a_* \cong a$, т. е. размер структурной ячейки значительно меньше характерного поперечного размера полосы, результат (4.1) можно представить в более простой форме

$$(4.2) \quad \Delta N \cong P/\pi \sqrt{2a_*} \int_{a_*-\delta}^{a_*} dx / \sqrt{a_* - x} \cong P \sqrt{2} \sqrt{\delta} / \pi \sqrt{a}.$$

Введем обозначение для относительного размера структурной ячейки: $\xi = \delta/a$. Тогда в формулах (4.1) и (4.2) появится параметр ξ . Аналогичное усилие в структурных связях можно подсчитать и при равномерном распределении напряжений: $\Delta N_{\text{ср}} = (P/2ab)\delta = P\xi/2$.

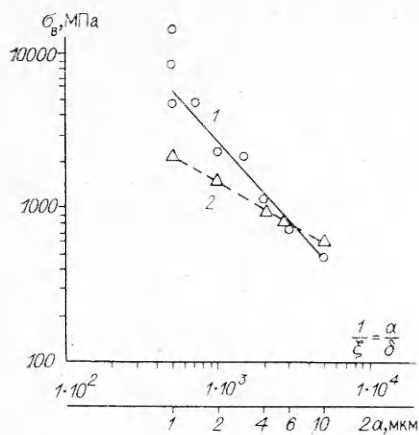
В результате появляется возможность ввести понятие концентрации элементарных усилий и определить параметр α_N — коэффициент концентрации усилий вблизи особой точки: $\alpha_N = \Delta N / \Delta N_{\text{ср}}$. В зависимости от типа используемой связи ((4.1) или (4.2)) для α_N получаются расчетные формулы:

$$\alpha_N = 2[\pi/2 - \arcsin(1 - \xi)] / \pi \xi$$

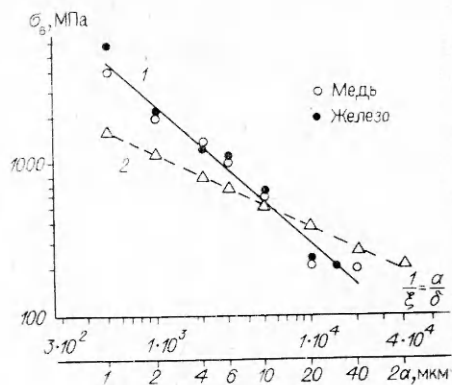
или

$$(4.3) \quad \alpha_N = 2\sqrt{2}/\pi \sqrt{\xi}.$$

Поскольку в реальных объектах, например нитевидных кристаллах, ξ мал по сравнению с единицей, то для анализа экспериментальных результатов будем использовать выражение (4.3). Ясно, что при $\xi \rightarrow 0$, когда дискретная модель переходит в сплошную среду, α_N бесконечно возрастает и совпадает в итоге с обычным коэффициентом концентрации напряжений вблизи особенности. Формула, идентичная (4.3), для α_N получается и для нити круглого сечения с опоясывающим надрезом-трещиной. Кроме того, нужно отметить, что связь $\alpha_N(\xi)$ может быть получена не только для трещины, но и для любого другого вида концентратора напряжений, приводящего к особенности напряженно-деформированного состояния [20, 21].



Р и с. 2



Р и с. 3

Отправляясь от идеи коэффициента концентрации элементарных усилий, можно прийти к качественному и количественному объяснению эффекта снижения прочности материала нитевидных кристаллов по мере роста их толщины. Если $\alpha_N = 1$, т. е. объект вырождается практически в одну или две бездефектные структурные связи, мы в мысленном эксперименте получаем $\sigma_B = \sigma_T$ — временное сопротивление на разрыв совпадает с теоретической прочностью.

По мере увеличения поперечного сечения и соответственно роста α_N разрушение происходит при $\sigma_B < \sigma_T$, но в «опасном» сечении, где максимальные напряжения, распределенные по площади структурной ячейки, достигают σ_T . Это отвечает условию $\alpha_N \sigma_B = \sigma_T$. Отсюда появляется основная расчетная формула для определения технической прочности материала тонкой нити:

$$(4.4) \quad \sigma_B = \sigma_T / \alpha_N.$$

Используя в (4.4) приближенную зависимость (4.3), получим

$$(4.5) \quad \sigma_B = \pi \sqrt{\xi} \sigma_T / 2 \sqrt{2}.$$

Для графического анализа формулу (4.5) целесообразно представить немного иначе:

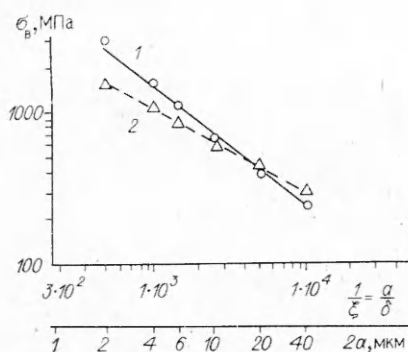
$$(4.6) \quad \sigma_B = \pi \sigma_T / 2 \sqrt{2} \sqrt{1/\xi} = \pi \sigma_T / 2 \sqrt{2} \sqrt{a/\delta}.$$

Так как параметры σ_T и δ на микроуровне структуры постоянные для каждого конкретного материала, то выражение (4.6) в осях координат $\sigma_B \sim 1/\xi$ фактически определяет масштабную зависимость технической прочности от толщины нитевидного кристалла или тонкой нити.

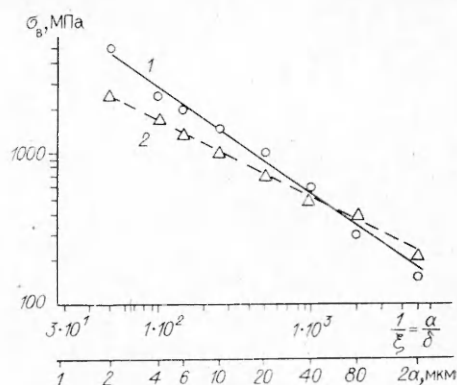
Оценку теоретических результатов, найденных с использованием уравнения (4.6), проведем на основании сравнения с известными экспериментальными данными по связи $\sigma_B = f(a)$ для нитевидных кристаллов Al_2O_3 [9], меди и железа [6—8], кремния [3], стеклянных нитей [1]. Учитывая, что данные материалы претерпевают хрупкое разрушение, за размер структурной ячейки на микроуровне можно принимать некоторый параметр атомарной решетки. Так, для Al_2O_3 , меди, железа и кремния это размер атомной связи $\delta = 100 \div 200$ нм, для стекла размер кристаллита $\delta = 1500 \div 2000$ нм.

Используя зависимость $\sigma_B = f(a)$ и соответствующие значения для δ , построим экспериментальные графики I при $\sigma_B = f(1/\xi = a/\delta)$ для Al_2O_3 (рис. 2), меди и железа (рис. 3), кремния (рис. 4) и стеклянных нитей (рис. 5).

Приняв также в качестве теоретической прочности σ_T следующие значения по Келли [22]: для Al_2O_3 $\sigma_T = 47000$ МПа, для кремния $\sigma_T = 32000$ МПа, для стекла $\sigma_T = 16000$ МПа, а по Геминуву [7] для меди



Р и с. 4



Р и с. 5

и железа $\sigma_T = 39000$ МПа, по формуле (4.6) строим аналитические графики зависимости 2 при $\sigma_B = f(1/\xi)$ для рассмотренных материалов (рис. 2—5). Сравнение диаграмм 1 и 2 показывает их хорошее качественное и количественное согласие.

Несмотря на большое количество публикаций по поводу разъяснения сущности эффекта упрочнения материалов при переходе к образцам малых размеров, проблема до сих пор не имеет окончательного решения.

В настоящей работе сформулирована гипотеза, позволяющая, по мнению авторов, вскрыть физико-механическую природу эффекта увеличения прочности материала в нитевидных кристаллах и тонких нитях. Представляется, что рассмотренный подход может служить основанием феноменологической гипотезы прочности хрупких материалов с выраженной кристаллической структурой в деталях конструкций и изделий, имеющих различного рода особенности напряженно-деформированного состояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Griffith A. A. The phenomena of rupture and flow in solids // Phil. Trans. Roy. Soc., London. Ser. A.— 1920.— V. 221.— P. 163.
2. Taylor G. F. Fine metallic filaments, method of growing, properties and uses // Phys. rev.— 1924.— V. 23, N 5.
3. Perrson G. L., Read W. T., Feldmann W. L. Deformation and fracture of small silicon crystals // Acta metallurgica.— 1957.— V. 5, N 4.
4. Иоффе А. Ф., Кирпичева М. В., Левитская М. А. Деформация и прочность кристаллов // Журн. рус. физ.-хим. о-ва. Часть физическая.— 1924.— Вып. 56.
5. Александров А. П., Журков С. Н. Явление хрупкого разрыва.— М.; Л.: ГТТИ, 1933.
6. Одинг И. А., Копьев И. М. Прочностные свойства нитевидных кристаллов // Металловедение и термическая обраб. металлов.— 1961.— № 9.
7. Гемниов В. И., Копьев И. М. К вопросу о причинах высокой прочности тонких металлических нитей // Завод. лаб.— 1961.— Т. 27, № 3.
8. Осипьян Ю. А. Получение и исследование механических свойств нитевидных кристаллов меди и железа // Пробл. металловедения и физики металлов.— 1964.— Вып. 36.
9. Бережкова Г. В. Нитевидные кристаллы.— М.: Наука, 1969.
10. Гринева М. К., Бутт Ю. М., Тимашев В. В. и др. Исследование предела прочности при деформации растяжения монокристаллов ряда природных и синтетических гидросилпкатов кальция // Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева.— 1971.— Вып. 68.
11. Тимашев В. В., Сычева Л. И. Сообщение // VI Междунар. конгресс по химии цемента: Тр. в 3 т.— М.: Стройиздат, 1976.— Т. 2, кн. 1.
12. Veinkober V. O. Die Zerreibfestigkeit dünner Quarz Fäden // Physik. Z.— 1931.— Bd 32, N 6.
13. Ienckel-Münster E. Über die Festigkeit und die Streckgrenze dünner Stäbchen aus Steinsalz, Zinkeinkristall und Gläsern // Z. Elektrochemie und angew. physik. Chemie.— 1932.— Bd 38, N 8a.
14. Конторова Т. А. К теории прочности тонких нитей // ЖТФ.— 1945.— Т. 15, вып. 7.
15. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов.— М.: Гостехиздат, 1948.

16. Полак А. Ф., Бабков В. В., Мохов В. Н. Прочность цементного камня // Гидратация и твердение вяжущих.— Уфа: НИИПромстрой, 1978.
17. Irwin G. R. Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate // J. Appl. Mech.— 1957.— V. 24, N 3.
18. Orowan E. O. Fundamentals of brittle behavior of metals // Fatigue and fracture of metals.— N. Y.: Wiley, 1952.
19. Новожилов В. В. О необходимом и достаточном критерии хрупкой прочности // ПММ.— 1969.— Т. 33, вып. 2.
20. Васильев В. З. Концентрация напряжений в полупространстве вблизи цилиндрического выступа при осесимметричном нагружении // Изв. АН СССР. МТТ.— 1974.— № 4.
21. Васильев В. З. Осесимметричная деформация упругоизотропного цилиндра, составленного из двух частей, состыкованных торцами // Механика стержневых систем и сплошных сред: Межвуз. мат. сб. тр. ЛИСИ.— Л., 1979.
22. Kelly A. Strong solids.— L.: Oxford Univ. Press, 1966.

г. Санкт-Петербург

Поступила 20/VI 1990 г.,
в окончательном варианте — 8/V 1991 г.

УДК 532.593 : 539.374

Ю. И. Мещеряков, Г. Г. Савенков

ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ

Для описания пластической деформации металлов в ударных волнах предложены кинетические соотношения, определяющие на первом уровне скорость пластической деформации через скорость размножения и скорость смещения подвижных дислокаций в зависимости от действующего сдвигового напряжения. На втором уровне, на котором определяющую роль играют ротационные моды, скорость пластической деформации является функцией скорости смещения диполей частичных дисклинаций. Приводятся примеры упругопластических волновых фронтов в стали и алюминии.

Работы, посвященные микроструктурным моделям распространения упругопластических волн при динамическом нагружении, основываются на дислокационно-кинетических соотношениях, включающих кинематические уравнения вида [1—3]

$$(1) \quad \dot{\gamma} = b\dot{N}\lambda + bN_m v \text{ или } \dot{\gamma} = bN_m v$$

($\dot{\gamma}$ — скорость пластической деформации сдвига, \dot{N} — скорость размножения дислокаций, b — вектор Бюргерса, λ — средняя длина пробега дислокаций, N_m — плотность подвижных дислокаций, v — их средняя скорость), а также закон движения дислокаций в том или ином виде, определяющий зависимость скорости дислокаций от приложенного сдвигового напряжения.

Однако для удовлетворительного совпадения расчетных и экспериментальных данных по эволюции волнового фронта, как правило, возникает необходимость в подгонке тех или иных параметров (чаще всего связанных с плотностью дислокаций), входящих в вышеназванную систему уравнений [1].

Наметившийся за последние годы существенный прогресс в понимании микроструктурных аспектов больших пластических деформаций, который основывается на введении структурных масштабных уровней пластической деформации, ее ротационных мод и коллективных свойств дислокаций и дисклинаций [4—6], позволяет лучше понять поведение материалов и при ударно-волновом нагружении. Следует отметить, что коллективные дислокационные эффекты проявляются при достижении критического значения плотности дислокаций [4], а причинами ротационных эффектов являются: релаксация внутренних моментов сил, работа момен-