

стадии разветвления цепей;  $Q$  — сумма тепловых эффектов реакций разветвления и тримолекулярного обрыва;  $\rho$  — плотность газа;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $V$  — реакционный объем,  $S$  — его поверхность. Из рис. 4 видно, что в начале реакции резкий рост  $x$  одинаков как в изотермическом режиме ( $\alpha=0$ ), так и в различной степени неизотермичности. Данные [15] показывают также, что, несмотря на очень малое значение энергии активации лимитирующей стадии (10,5 ккал/моль), тепловой взрыв очень четкий. Кроме того, переход от неизотермического цепного горения к цепочечно-тепловому взрыву происходит в очень узком интервале значений  $\alpha$ .

Поступила в редакцию  
21/IX 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. Л., Госхимтехиздат, 1934.
2. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. В. Н. Кондратьев, Е. Е. Никитин. Кинетика и механизм газофазных реакций. М., «Наука», 1974.
4. А. Б. Налбандян, В. В. Всеводский. Механизм окисления и горения водорода. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1948.
5. R. R. Baldwin, R. W. Walker. Essays Chem., 1972, 3, 1.
6. А. А. Борисов. Докт. дис., ИХФ АН СССР, 1972.
7. K. K. Foo, C. H. Yung. Comb. Flame, 1971, 17, 223.
8. В. И. Веденеев, Ю. М. Гермензон, О. М. Саркисов. Докл. АН СССР, 1973, 203, 116.
9. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1937, 9, 1, 95.
10. А. И. Поройкова, А. В. Обшивальпева и др. Кинетика и катализ, 1977, 18, 301.
11. Н. М. Эмануэль, Д. Г. Кнорре. Курс химической кинетики. М., «Высшая школа», 1974.
12. В. В. Азатян. Кинетика и катализ, 1976, 17, 282; 1977, 18, 1098.
13. В. В. Азатян, А. А. Шавард. Кинетика и катализ, 1977, 18, 596.
14. В. В. Азатян, Е. Н. Александров, М. С. Хачатрян. ФГВ, 1973, 9, 3, 456; В. В. Азатян, Е. И. Дниабург, М. А. Наморадзе. ФГВ, 1973, 9, 5, 716.
15. В. В. Азатян, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 3, 163.

#### О МАСШТАБНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ РАЗРУШЕНИИ<sup>1</sup>

А. Г. Иванов, В. Н. Минеев

(Москва)

До недавнего времени вопрос о надежности конструкций и сооружений представлялся достаточно ясным. Воспользовавшись одной из теорий прочности, основанных на предложении о критических величинах предельных напряжений, деформаций или удельной упругой энергии, рассчитав конструкцию и заложив достаточные запасы прочности, можно было не сомневаться в ее надежности<sup>2</sup>. Если же происходило непредвиденное разрушение, то всегда находились достаточно, как казалось, объективные причины, объяснявшие этот факт: просчет при конструировании, дефект в материале, нарушение режима эксплуата-

<sup>1</sup> Статья печатается в порядке обсуждения.

<sup>2</sup> Под термином «разрушение» будем понимать акт разделения, расщепления на части первоначально целого объекта.

ции и т. п. Поэтому такие случаи не привлекали особого внимания научной общественности. Однако с развитием промышленности и, главным образом, средств транспорта, где наиболее остро проявляется противоречие между стремлением облегчить конструкцию и вместе с тем сделать ее достаточно прочной к нагрузкам, в особенности к динамическим, с расширением интервала эксплуатационных параметров (температура, давление, воздействие внешней среды и т. п.), с увеличением размеров конструкций и применением новых более прочных материалов количество непредвиденных, катастрофических разрушений, носящих хрупкий характер, резко возросло. Остро встал вопрос о надежности расчетов на прочность, о представительности и достаточности используемых характеристик материалов, о необходимости создания общей теории разрушения, о разработке принципов переноса результатов испытаний образцов материала или малых моделей конструкций на натурный объект. Важность понимания этих проблем отмечалась на последнем Всесоюзном съезде механиков, так как известны случаи «...внезапных разрывов, например, газопроводов и сосудов высокого давления, рассчитанных с соблюдением существующих норм» [1]. В технике известно явление уменьшения прочности и пластичности (увеличение склонности к хрупкому разрушению) объекта при увеличении его характерных размеров, так называемый масштабный эффект (МЭ). В настоящее время накоплен значительный экспериментальный материал по масштабным эффектам при статическом и динамическом разрушении образцов и простейших конструкций. Поэтому масштабный эффект — один из важнейших и объяснить его природу должна физически обоснованная теория разрушения.

Локальные теории разрушения, в том числе и такие, как механика разрушения, основанная на классической работе Гриффита [2] об устойчивости первоначальной трещины в упругом материале, не в состоянии полностью объяснить изменение прочности и пластичности при переходе от малых к большим образцам из одного и того же материала. Действительно, формула Гриффита (1) связывает критическое напряжение растяжения  $\sigma$ , при котором трещина длиной  $2l_t$  переходит в неустойчивое состояние

$$\sigma = \{2\gamma E / [(1 - v^2) \pi l_t]\}^{1/2} \sim l_t^{-0.5}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — энергия поверхностного натяжения;  $E$  — модуль Юнга;  $v$  — коэффициент Пуассона. Это выражение не содержит характерного размера образца<sup>3</sup>. Поэтому, несмотря на многочисленные успехи механики разрушения, вопрос о причинах непредвиденных разрушений до настоящего времени полностью не ясен. Не ясно также, существуют ли фактически те запасы прочности в конструкции, которые закладывает конструктор и которые не проверяются на полномасштабных объектах.

Вопросы, затронутые в настоящей работе, приобрели в последнее время особо важное значение. Речь идет о выяснении одной из возможных причин катастрофических разрушений крупномасштабных объектов, фактической прочности корпусов ядерных и химических реакторов при аварийном импульсном выделении энергии в них. Определяющим параметром для таких ситуаций является отношение выделившейся энергии к массе материала конструкции ( $M$ ), которая должна

<sup>3</sup> В некоторых случаях — прямоугольная пластинка с центральным или боковым или двумя боковыми разрезами (см. [129], с. 530) —  $\sigma \sim f(l_t/b; l_t)$ . При подобном изменении размеров пластины  $b$  и длин разрезов  $l_t$  оказывается  $\sigma \sqrt{l_t} \sim \sigma \sqrt{b} \sim \text{const}$ . Однако такая зависимость в механике разрушения рассматривается как предельный, самый тяжелый случай, возможный при идеально упругом разрушении [131]. Если же при увеличении размеров объекта (пластины) размер трещины (разреза) не изменяется, т. е.  $i_t \ll b$ , то рассматриваемые решения для пластин с разрезами сводятся к уравнению (1).

поглотить эту энергию. Важную роль в исследованиях такого плана имеют результаты экспериментов, в которых источником импульсного выделения энергии может быть взрывчатое вещество, а определяющим параметром — величина  $\xi = m_v/M$  ( $m_v$  — масса ВВ). Для конкретной геометрии и известных характеристик материала можно получить связь  $m_v$  с  $\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ , где  $\varepsilon$  — деформация,  $\dot{\varepsilon}$  — скорость деформации материала.

В работе на основе анализа экспериментальных данных показана ведущая роль при разрушении масштабных эффектов энергетической природы, необходимость учета этого эффекта в теории разрушения, продемонстрирована его роль как наиболее вероятной причины непредвиденных разрушений крупногабаритных объектов. В качестве первого приближения к общей теории разрушения рассмотрен двухстадийный феноменологический подход, учитывающий эти эффекты при разрушении. Приведены конкретные примеры использования этого подхода.

### Возможная природа масштабных эффектов

Явление разрушения тесно связано с проявлением масштабных эффектов при изменении размеров испытуемых объектов. Так, если исключить МЭ, обусловленные отличием в режимах изготовления объектов различного размера (так называемый металлургический масштабный эффект), а также МЭ, связанные с влиянием активных сред [3] и с поверхностными эффектами [4] (покрытия, наклеп и т. п.), а влияние изменения температуры  $T$ , скоростей деформации  $\dot{\varepsilon}$  и нагружения  $\sigma$  при изменении размеров объектов отражать через уравнения состояний материалов, то отличия в поведении подобных объектов различного размера, изготовленных из одного и того же материала и нагруженных сходственным образом, будут определяться геометрическим масштабным эффектом. Как показала последняя дискуссия по этому вопросу [5], существуют две физически обоснованные идеи для описания природы МЭ.

**Масштабный эффект статистической природы** впервые рассмотрен в работе [6]. Математически разработанные теории МЭ даны в [7—9 и др.]. С точки зрения статистического подхода среднее значение напряжения разрушения определяется величиной местного напряжения в той точке объекта, где имеется наиболее опасный дефект материала. Чем больше объем объекта, тем больше вероятность появления более опасного дефекта, т. е. меньше прочность объекта. Более полное изложение этого подхода можно найти, например, в [10—12]. Масштабные эффекты этой природы очень распространены в настоящее время. Дальнейшая разработка этого подхода дана в [13—16] применительно к кинетической теории прочности.

Принимая различные допущения относительно функции распределения дефектов в материале, разные авторы приходят к несколько отличным выражениям для зависимости напряжения разрушения  $\sigma_p$  от объема  $V$  объекта испытания. Наиболее распространено выражение

$$\sigma_p \sim V^{-1/3m}, \quad (2)$$

а для геометрически подобных объектов

$$\sigma_p \sim l^{-1/m} \quad (3)$$

или

$$\sigma_{p1}/\sigma_{p2} = (l_1/l_2)^{-1/m} = (V_1/V_2)^{-1/3m}, \quad (4)$$

где  $l$  — характерный размер объекта; индексы 1 и 2 относятся соответственно к первому и второму объектам испытания. Величина  $m$  —

характеристика дефектности материала, а ее численное значение, как правило, находится эмпирически. Для бездефектного материала ( $m \rightarrow \infty$ )  $\sigma_p$  не зависит от  $V$ , т. е. МЭ отсутствует.

**Масштабные эффекты энергетической природы.** Согласно идеи, выдвинутой в [17] Давиденковым, МЭ объясняется различием в запасах потенциальной (упругой) энергии в объектах разного размера. Так, при полном геометрическом подобии объектов и одинаковом характере нагружения запасы упругой энергии будут пропорциональны  $l^3$ . Для простейших объектов испытания (растягиваемые напряжением с стержни и пластины или тонкие оболочки) величина удельной упругой энергии  $q \sim \sigma^2/E$ , а полный запас упругой энергии  $Q \sim l^3\sigma^2/E$ .

Для более сложного объекта при неоднородном напряженном состоянии величина  $\sigma$  будет некоторой характерной величиной. Поскольку прохождение трещины (совершение работы  $A$  по расщеплению объекта на части) происходит за счет затраты упругой энергии, содержащейся в объекте, то необходимым условием разрушения должно быть  $Q=A$  или

$$l^3\sigma_p^2/E \sim l^2\lambda \quad (5)$$

или

$$\sigma_p \sim (\lambda E)^{0.5} \cdot l^{-0.5}. \quad (6)$$

При  $\lambda=\text{const}$  и  $E=\text{const}$

$$\sigma_{p1}/\sigma_{p2} = (l_1/l_2)^{-0.5} = (V_1/V_2)^{-1/6}. \quad (7)$$

Здесь  $\lambda$  — удельная работа прохождения трещины — расщепления материала. Формулы (5)–(7), по существу, являются следствием закона сохранения энергии и правомерность их исходных предпосылок особенно очевидна при импульсном нагружении, когда необходимая для совершения работы разрушения энергия может быть получена только из действующего импульса. Формула (6) по своему виду дает ту же зависимость от  $b$ , что и (1). Однако в (6)  $l$  — характерный размер объекта испытания, а не размер дефекта.

### Отличия масштабных эффектов статистической и энергетической природы

1. В (4) показатель степени  $m$  отражает дефектность материала, что означает наличие возможности, например, улучшением технологии изготовления материала управлять МЭ статистической природы. Его принципиально можно избежать, используя бездефектные материалы ( $m \rightarrow \infty$ ). В предположении, что условие (5) является достаточным, МЭ энергетической природы неуправляем, он всегда объективно существует. Для подобных объектов, нагруженных сходным образом, он неизбежен<sup>4</sup>. В этом главное, принципиальное отличие рассматриваемых МЭ.

2. Масштабный эффект энергетической природы более сильный, что подтверждается экспериментальными данными [16, 18, 19–21]: для ряда материалов найдено  $3m=10$ –30. Поэтому, например, при разрушении подобных объектов, различающихся объемом в 1000 раз, характерные напряжения разрушения (при  $3m=20$ ) будут различаться, согласно (4), всего на 41% и, согласно (7), в 3,16 раза. Из этого примера следует, что в тех случаях, когда возможно проявления МЭ той и другой природы, ведущим, определяющим прочность объекта, будет эффект энергетической природы.

<sup>4</sup> Ниже рассматривается характер разрушения, когда условие (5) не является достаточным.

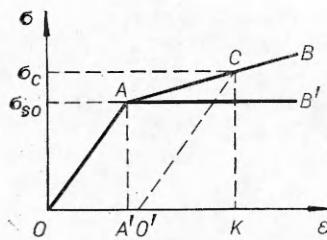


Рис. 1. Диаграмма растяжения упругопластического материала с упрочнением ( $OAB$ ) и без упрочнения ( $OAB'$ ).

ской природы обычно отводят область хрупкого разрушения, иногда его действие распространяют на область квазихрупкого разрушения [11]. МЭ энергетической природы может проявляться и в области глубокой пластичности [22], так как нет каких-либо физических ограничений для формулы (5). Нельзя не согласиться с авторами [23], что природа разрушения различных твердых тел едина и деление разрушения на вязкое, хрупкое, высокотемпературное и другие типы вряд ли оправдано.

Рассмотрим особенности проявления масштабного эффекта в пластической области. Типичная диаграмма растяжения единицы объема материала приведена на рис. 1. Если напряжения  $\sigma_p$  большого и малого объектов меньше предела текучести  $\sigma_{so}$ , то вся энергия деформации упругая и может быть затрачена на разрушение. При дальнейшем уменьшении  $l$ , в соответствии с (6),  $\sigma_p$  превзойдет  $\sigma_{so}$ . Значения  $\sigma_p$ , заметно большего  $\sigma_{so}$ , можно достичь, затратив значительную долю энергии деформации (область  $OACO'$ ) необратимо на пластическое течение, в то время, как рост упругой энергии при переходе от  $\sigma_{so}$  к  $\sigma_c$  окажется небольшим (см. рис. 1, площади треугольников  $OAA'$  и  $O'CK$ ). Если размеры малого и большого объектов таковы, что  $\sigma_p > \sigma_{so}$ , согласно (6), малый объект перед разрушением испытает большую пластическую деформацию. Последняя сопровождается возникновением большого количества дефектов [24, 25] и ростом температуры вследствие диссипации энергии.

Следует ожидать, что зависимость  $\lambda(\epsilon)$  будет падающей функцией. Поэтому МЭ энергетической природы должен проявляться в области пластичности и для материалов, имеющих  $\sigma(\epsilon)$  без упрочнения. Принимая во внимание важное значение МЭ энергетической природы, а также тот факт, что в настоящее время он фактически не учитывается, попытаемся на экспериментальном материале доказать его существование. При анализе экспериментов будем рассматривать гомогенные материалы, не затрагивая разрушения композитных материалов, таких как армированные пластики, железобетон и т. п. Считаем, что при разрушении затрачивается одно и то же количество энергии на единицу новой поверхности независимо от  $l$ , т. е.  $\lambda \neq \lambda(l)$ .

#### Экспериментальная проверка масштабных эффектов энергетической природы при медленной деформации и разрушении

В [26] на образцах фосфористого железа показано влияние размера на характер разрушения. В [27] изучение разрушения подобных образцов различного размера привело к выводу, что подавление хрупкого разрушения в образцах малого размера есть следствие недостаточного запаса упругой энергии, необходимого для продвижения трещины. В [28, 29] предпринята попытка исследования МЭ при различ-

3. Проявление МЭ статистической природы в явном виде следует искать в таких экспериментах, где не проявляется более сильный МЭ энергетической природы, когда размер объекта испытания остается постоянным, а меняется его объем: опыты по растяжению нитей, стержней разной длины, но с одинаковым диаметром, много меньшим длины. В экспериментах же с подобными объектами, нагруженными сходным образом, должны проявляться МЭ той и другой природы.

4. Рассмотрим вопрос о том, в какой области деформирования и разрушения проявляются масштабные эффекты. МЭ статистиче-

ном характере разрушения — от вязкого до хрупкого. Исследовалось разрушение геометрически подобных образцов с надрезом, изготовленных из стали и кремнистого железа при изменении  $l$  в 12 раз. Особенно убедительны для качественного подтверждения МЭ энергетической природы опыты с искусственным увеличением запаса упругой энергии в системе образец — испытательная машина. Это достигалось подключением дополнительных пружин различной жесткости. Увеличение  $Q$  приводило к более хрупкому разрушению, такому, как у крупных образцов. Опыты показали также, что разрушение определяется не коэффициентом жесткости пружины, как это можно было бы ожидать в соответствии с работой [30], а величиной  $Q$ .

Для корректной проверки МЭ энергетической природы необходимо соблюдение геометрического подобия всей системы образец — машина. Однако имеется один вид испытаний, где это условие не обязательно. Рассмотрим разрушение длинного тонкого образца при растяжении. Энергия на разрушение снимается с окрестности разрыва протяженностью в несколько  $l$  (поперечный размер или диаметр в случае круглого стержня). Если материал изотропен и содержит достаточно большое количество дефектов, условие (5) будет достаточным для разрушения. Чтобы не усложнять анализ результатов опытов и не вводить в рассмотрение неизвестную зависимость  $\lambda(\varepsilon)$ , ограничимся разрушениями в упругой области [2]. Диаметр  $d$  стеклянных нитей изменялся в 300 раз. Результаты опытов приведены на рис. 2. Уравнение (7) вполне удовлетворительно описывает эксперимент. Опыты со стеклянными нитями [6] (рис. 3, а), также не противоречат уравнению (7), хотя и имеют существенно большее рассеяние.

Многочисленные данные по разрушению стеклянных волокон, полученные при разработке композитных материалов [20], указывают на анизотропию МЭ, заключающуюся в следующем. При одинаковом увеличении объема испытуемой нити МЭ более силен, если объем растет за счет увеличения диаметра нити, а не ее длины. Так, для увеличения  $\sigma_p$  в 2 раза длину нити необходимо уменьшить в 30—40 раз. Тот же эффект достигается уменьшением диаметра всего в 3—4 раза (рис. 4, 5). Анизотропия МЭ не понятна с точки зрения статистического подхода. Известно, что на разрушение стеклянных нитей сильное влияние оказывают поверхностные дефекты [31]. При

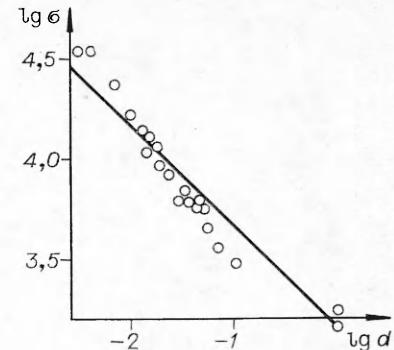


Рис. 2. Зависимость  $\sigma_p(d)$  стеклянных нитей [2] (прямая линия соответствует уравнению (7)).

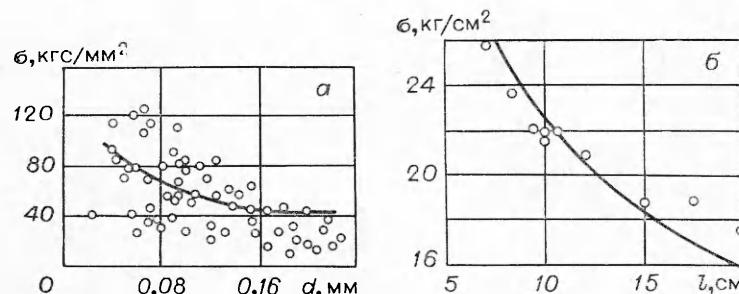


Рис. 3. Зависимости  $\sigma_p(d)$  для стеклянных нитей [6] (а) и  $\sigma_p(l)$  для брусков из бетона [11] (б);  $l = \sqrt{a \cdot b}$ ,  $a, b$  — ширина и толщина бруска, кривые соответствуют уравнению (7).

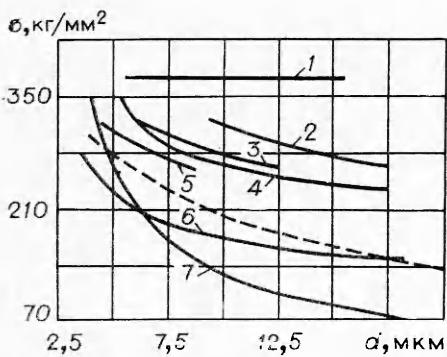


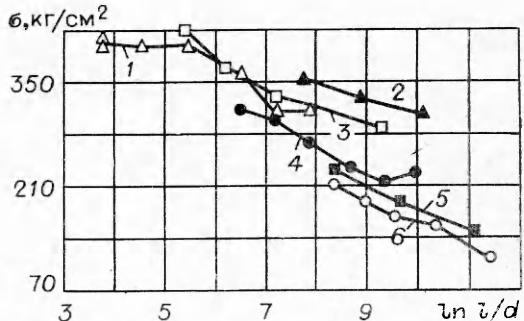
Рис. 4. Зависимость  $\sigma_p(d)$  моноволокон с различными условиями изготовления и обработки (кривые 2—7) (рисунок заимствован из [20]).  
1 — опыты на волокнах, где удалось снизить до минимума дефекты поверхности. Штриховая кривая соответствует (7).

увеличении объема нити за счет ее длины поверхность растет пропорционально  $V$ , а если последний увеличивать за счет роста диаметра, то только как  $\sqrt{V}$ . С позиций статистической теории прочности сильнее МЭ должен проявляться в первом случае, что противоречит эксперименту.

Анизотропия масштабного эффекта наблюдается и при разрушении растяжением полосок резины (рис. 6). Анизотропия МЭ легко объясняется с позиций энергетического подхода. Действительно, характерным размером является диаметр нитей или толщина полосок и,

Рис. 5. Экспериментальные зависимости средней прочности моноволокон из Е-стекла (2, 5, 6) и стекла S-994 (1, 3, 4) от длины [20].

1, 4—6 — волокна, отобранные из пряди; 2 — минимально поврежденные волокна; 3 — моноволокно, намотанное при протяжке на картонный барабан.



в соответствии с (7),  $m=2$ . При  $l=\text{const}$  масштабный эффект энергетической природы не работает и проявляется более слабый эффект статистической природы. Таким образом, опыты по медленному разрушению в упругой области длинных нитей и полосок резины убедительно доказывают существование МЭ энергетической природы.

Представляют интерес работы [33—37], в которых показана роль запаса упругой энергии при разрушении. Так, в [36] анализируя обширный экспериментальный материал по исследованию МЭ при раз-

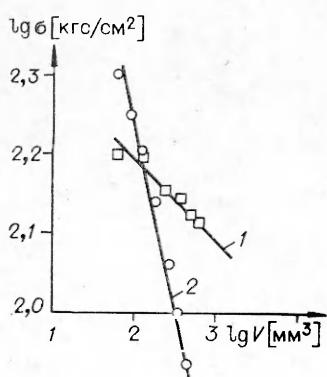


Рис. 6. Зависимость прочности полосок резины СКС от объема [32].

1 — объем изменяется за счет длины полосок сечением  $6 \times 0,9$  мм, прямая отвечает уравнению (2) при  $3m \approx 10$ ; 2 — объем полосок длиной 25 мм и шириной 7 мм изменяется за счет толщины (от 0,35 до 2,5 мм), прямая отвечает уравнению (3) при  $m=2,1$ , что совпадает с (6).

рушении конструкций, делается вывод, что МЭ при разрушении связан с быстрым накоплением упругой энергии при возрастании размеров объекта. Примеры расчета сопротивляемости конструкций хрупким разрушениям с учетом этого фактора даны в работах [38—40]. Исследование МЭ с энергетических позиций посвящены работы [41, 42], где, по-видимому, впервые использована формула (7) и проведены исследования прочности с позиций энергетического подхода. Большая заслуга в исследовании влияния запаса упругой энергии на прочность объектов испытания бесспорно принадлежит школе Я. Б. Фридмана. Но объяснение МЭ при разрушении в [43], как и в абсолютном большинстве книг по прочности, сведено только к МЭ статистической природы.

### Особенности проявления масштабных эффектов при импульсном нагружении

Импульсные нагрузки наиболее удобны для исследования МЭ.

1. При выполнении условия (5) разрушение возможно, однако должен существовать местный дефект в материале или определенная концентрация дефектов. В противном случае объект окажется в состоянии неустойчивого равновесия. Примеров такого рода особенно много в опытах со стеклянными изделиями. Так, можно получить высокопрочные нити, у которых чрезвычайно высок запас упругой энергии. Именно этой причиной следует объяснять разрушения таких нитей в порошок по типу взрыва вместо разделения на две части [44]. Аналогичная картина происходит при разрушении закаленного стекла, самопроизвольного разрушения стальных сосудов [41]. Этой же причиной объясняны и многочисленные случаи разрушения сварных судов типа «Либерти» [45]. Импульсное воздействие достаточной интенсивности, сопровождающееся процессом взаимодействия ударных волн (УВ) и возникновением большого количества дефектов в материале, приводит к тому, что условие (5) оказывается достаточным для разрушения объекта.

2. При медленном нагружении трещина в материале объекта, при прочих равных условиях, всегда реализуется вдоль наиболее ослабленных мест — разного рода дефектов, приводящих к концентрации упругой энергии. Это связано с тем, что средняя скорость распространения трещины при таком нагружении много меньше скорости звука в веществе, т. е. имеются условия «для обмена информацией» с соседними участками. Прохождение трещины при импульсном воздействии завершается за время действующего импульса со скоростью, близкой к предельной, и «обмен информацией» с соседними участками затруднен. Поэтому значение  $\lambda$  может оказаться заметно большим, чем при медленном разрушении. При импульсном нагружении трещины могут возникнуть одновременно с большого количества мест, расположенных вдоль некоторой линии или поверхности, как это имеет место в случае гладкого откола, вызванного взаимодействием УВ разрежения [46—48].

3. Работа разрушения объекта совершается за счет запаса упругой энергии растяжения, поэтому всестороннее сжатие материала не может привести к его разрушению. Однако при импульсном нагружении первоначальный импульс сжатия тоже может вызвать разрушение, так как при отражении его от поверхности раздела и интерференции волн импульс сжатия может преобразоваться в импульс растяжения.

4. Для корректной проверки МЭ энергетической природы необходимо подобие в системах объект испытания — испытательная машина, а чтобы заметно превзойти эффекты, вызывающие дисперсию прочностных свойств материала, необходимо, чтобы величина  $l$  изменялась

в 3—5 раз и более. Задача, трудновыполнимая в обычных условиях медленного нагружения, становится легкоразрешимой при импульсном нагружении, где роль испытательной машины выполняет заряд ВВ.

Таким образом, МЭ энергетической природы наиболее просто и корректно может быть выявлен в условиях импульсного нагружения. Правда, если при медленном деформировании можно считать  $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ , то при импульсном воздействии  $\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ , и необходимо использовать более сложные и мало исследованные уравнения состояний материалов. Ради простоты анализа и расчетов удобно рассмотреть разрушение простейших одномерных объектов различной геометрии. Так, отражение плоской УВ, выходящей на свободную границу полупространства материала, может привести к появлению волны растяжения. Последняя вызовет отрыв слоя материала — откол. В этой ситуации единственной величиной размерности длины, определяющей откол, будет длина исходной ударной волны. Результаты исследования МЭ при отколе приведены ниже.

Сферически-симметрическая оболочка, подвергающаяся действию взрыва заряда ВВ в ее центре, — второй пример одномерного объекта. Здесь в качестве  $l$  принято брать радиус оболочки  $R$ .

### Разрушение отколом и масштабный эффект

При одноосном напряженном состоянии в области  $\sigma > \sigma_{s0}$  (например, растяжение стержня) работа, затрачиваемая на разрушение объекта, составляет, как правило, лишь малую часть от общей затрачиваемой работы (см. рис. 1). Основная же работа расходуется на пластическое деформирование объекта. Именно по этой причине при данном напряженном состоянии переход от разрушения в упругой области к разрушению в области пластического течения сопровождается резким увеличением работы разрушения — ударной вязкости [49], хотя непосредственно на разделение материала затрачивается примерно одна и та же работа, как и в упругой области. При одномерной (одноосной) деформации материала, которая реализуется за фронтом УВ [50, 51], при определенных условиях доля энергии упругой деформации в общем балансе приращения внутренней энергии, в том числе и за пределом текучести, оказывается основной. Так, если ограничиться ударным сжатием не слишком большой интенсивности в непористых и не обладающих прочностью материалах, диссипация энергии в цикле ударное нагружение — разгрузка оказывается малой [52].

В случае реального материала картина ударного сжатия — разгрузки несколько сложней [50, 53] и сопровождается расщеплением УВ на упругую и пластическую. Однако и в этом случае диссипацией энергии на пластическое течение и нагрев для не слишком силь-

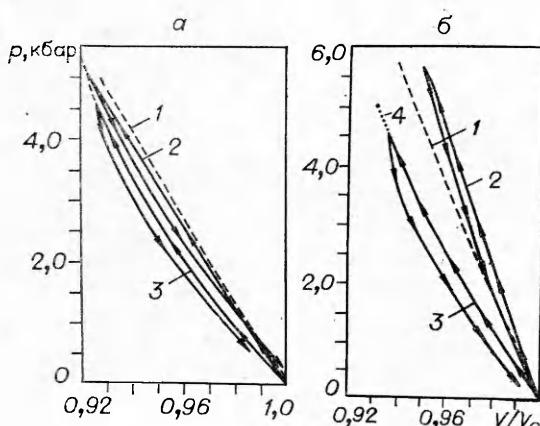


Рис. 7. Статистические (3) и динамические (2) кривые нагрузки — разгрузки для поликарбоната (а) и органического стекла (б) при одномерном деформировании [54] до давлений, в 5—8 раз больших  $\sigma_{s0}$ .

1 — упругое сжатие в предположении постоянства предельной скорости звука в веществах; 4 — данные Бриджмена;  $V/V_0$  — относительный объем ( $V/V_0 = 1 - \varepsilon$ ).

ных ударных волн можно пренебречь (рис. 7). Столь сильное отличие одноосного напряженного состояния от одноосной деформации обусловлено тем, что в первом случае деформация объекта идет, главным образом, за счет формоизменения объекта, а во втором из-за уменьшения удельного объема материала объекта. Одноосная деформация и экстремально высокие скорости нагружения материала при отколе дают возможность пренебречь затратой энергии на пластическое течение, делают метод откола уникальным инструментом исследования разрушения при временах воздействия нагрузок  $\sim 10^{-6}$  с и менее. Недостаток метода — предварительное сжатие УВ приводит к появлению дефектов структуры в материале [55] и, по-видимому, к падению  $\lambda$ . Метод позволяет определять  $\sigma_p$  и  $\lambda$  даже у таких пластичных материалов, как медь, свинец [56] и даже у жидкостей [57, 58].

Первоначально считалось, что разрушение при отколе, как и при медленном нагружении, происходит при достижении некоторого значения  $\sigma_p$ . Библиография этого периода исследований имеется в [59—62], где наглядно рассмотрены различные ситуации взаимодействия УВ и возникновения разрушения. По мере накопления экспериментальных данных поднимается вопрос о влиянии предварительного сжатия материала в УВ на его прочность, высказывается предположение о необходимости учета времени откола «вязких» материалов [61]. В работах [63—66] показано, что  $\sigma_p$  растет при уменьшении длительности растягивающего импульса. В [67] этот эффект подвергся тщательному анализу. Предложены эмпирические формулы, с той или иной степенью точности описывающие эксперимент. Наиболее распространенные из них — это критерий, выражающий  $\sigma_p$  через градиент напряжения, и обобщенный критерий временной зависимости [68—71]. В работах [21, 72—74] для получения критерия откола используется принцип наименьшего действия. Пристального внимания заслуживает критерий кинетической теории прочности [75]

$$t = t_0 \cdot \exp [(u_0 - \gamma_0 \sigma) / kT], \quad (8)$$

где  $t$  — время до разрушения материала, находящегося под растягивающей нагрузкой  $\sigma$  при  $T$ ;  $u_0$ ,  $\gamma_0$  — параметры материала.

Эта теория проверена на материалах различных классов при  $t = 10^{-3} \div 10^7$  с и хорошо согласуется с экспериментом. Откол представляет возможность проверить эту теорию при  $t = 10^{-3}$  с. Такая попытка сделана в одной из первых работ, посвященных изучению зависимости  $\sigma_p(t)$ . Эксперименты с алюминием [64] показали, что при увеличении  $t$  от 0,26 до 2 мкс  $\sigma_p$  падало с 21 до 9 кбар. По кинетической теории, согласно данным [76], экстраполированным к 0,26 и 2 мкс,  $\sigma_p$  уменьшалось всего на 0,06 кбар. Позже попытки описания откола формулой (8) сделаны в [77—79], где также отмечалось сильное расхождение эксперимента и расчета. Для их согласования необходимо величину  $u_0$  уменьшить в 3—6 раз [80]. Исследования в этом направлении продолжаются [81, 132, 133].

Главная причина такого расхождения, по-видимому, заключается в качественном изменении режима нагружения. При отколе работа по разрыву материала совершается только за счет энергии самого воздействующего импульса [82]. Поэтому запас упругой энергии в импульсе растяжения должен быть достаточным для совершения работы по разрыву. Это условие в акустическом приближении для растягивающего импульса произвольной формы имеет вид [80, 83]

$$\int_0^{l_0} \sigma^2 dx = A\lambda = \text{const}, \quad (9)$$

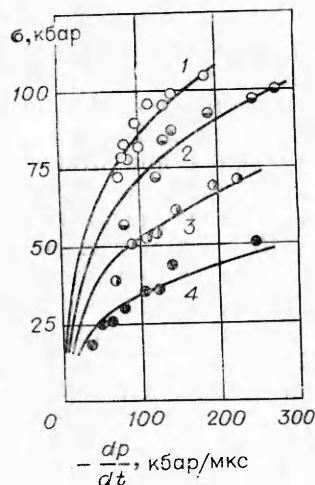


Рис. 8. Связь разрушающих напряжений ( $\sigma_p$ ) со скоростью изменения давлений в падающем импульсе сжатия для мягкой стали (1), никеля (2), меди (3) и алюминия (4). Кривые проведены в соответствии с уравнением (13).

С позиций энергетического подхода зависимость  $\sigma_p(t)$ , наблюдаемая при отколе, есть проявление МЭ.

Рассмотрим работы, где откол образуется при отражении импульса сжатия, близкого по форме к треугольному. На рис. 8 из [77] приведены эксперименты [68, 63]. Для их описания применим энергетический подход [80, 83]. Воспользуемся акустическим приближением [69, 77]. При достаточной интенсивности падающей волны откол возникает в начале процесса формирования импульса растяжения, так что толщина откола  $\delta$  и  $l_0$  связаны условием  $\delta < l_0/2$ , а

$$\sigma = \sigma_0 \cdot 2x/l_0, \quad (11)$$

где  $\sigma_0 = -p$ ;  $x$  — расстояние от свободной границы. Условие (9) для одномерной деформации есть

$$\int_0^{x_0} [\sigma^2 / BE] dx = \lambda, \quad B = 2(1-v)[(1+v)(1-2v)]^{-1}. \quad (12)$$

Совместное решение (11) и (12) с учетом соотношения  $dp/dt = C\sigma_0/l_0$  позволяет получить необходимое условие откола для треугольного импульса растяжения в координатах  $\sigma_p$ ,  $(-dp/dt)$

$$\sigma_p^3 (dp/dt)^{-1} = 6\lambda EBC^{-1} = \text{const.} \quad (13)$$

В предположении, что (13) является и достаточным условием, найдем плоскость откола. Как показано в [83], в соответствии с идеями, изложенными в [85], наиболее ослабленное сечение это плоскость, с хорошей точностью совпадающая с фронтом волны растяжения, т. е. в (12) следует  $x_0$  заменить на  $\delta$ . Константы в (13) для различных материалов найдены из условия наилучшего описания эксперимента.

<sup>5</sup> Отрыв материала, по-видимому, происходит при несколько большем значении  $\sigma_p$ , если учесть время, необходимое для притока энергии в плоскость разрушения.

Таблица 1

Откол в нержавеющей стали [88]

Толщина заряда ВВ, мм	Толщина откола, мм	$\sigma_p$ , кбар	$\lambda$ , Дж/см <sup>2</sup>	$\bar{\lambda}$ , Дж/см <sup>2</sup>
25,4	2,84	91+3	14,2	
50,8	3,45	64+3	8,5	
76,2	4,42	56+3	8,4	10,4

(14)

По ним определены значения  $\lambda$  для алюминия, меди, никеля и железа — соответственно 2, 3, 6 и 9 Дж/см<sup>2</sup>.

Выразим (13) через  $\sigma_p$  и  $\delta$ . Воспользовавшись условием  $d\rho/dt = C\sigma_p/2\delta$ , получим

$$\sigma_p^2 \delta = 3\lambda E B, \quad \lambda = \sigma_p^2 \delta / 3EB.$$

(14)

Выражение  $\lambda$  через начальную скорость свободной границы  $v_0$  и среднюю скорость отколовшегося слоя  $v_1$  дано в [86]:

$$\lambda = (v_0 - v_1)^2 \cdot \rho \delta / 6, \quad (15)$$

где  $\rho$  — плотность материала. В [86] на основе экспериментов [87] с использованием (15) вычислены значения  $\lambda$  для отожженной Ст. 45 (9 Дж/см<sup>2</sup>) и Ст. 40Х, отожженной (7 Дж/см<sup>2</sup>) и закаленной (13 Дж/см<sup>2</sup>).

Зависимость  $\sigma_p(t)$  для нержавеющей стали исследовалась в [88] в опытах с импульсами растяжения, близкими к треугольной форме. Результаты приведены в первых трех столбцах табл. 1. Там же даны значения  $\lambda$  и  $\bar{\lambda}$ , вычисленные по формуле (14) при  $B=2,63$  ( $v=0,29$ ) и  $E=2,1 \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>. Значения  $\lambda$  имеют заметный разброс, связанный с тем, что  $\lambda \sim \sigma_p^2$ , тем не менее полученное  $\bar{\lambda}$  для нержавеющей стали оказывается близкой к величинам  $\lambda$  для стали [63, 87].

Обратимся к экспериментам по отколу, где импульс растяжения близок по форме к П-образному. Такие импульсы возникают при соударении пластин.

С учетом упрогопластических свойств материала этот режим рассмотрен в [67, 89, 90]. Формула (9) для П-образных импульсов растяжения в акустическом приближении принимает вид

$$\sigma_p^2 l_0 = \text{const}.$$

Фактические значения показателя степени при  $\sigma_p$  составляют: 3,2 для Ст. 08КП [89], 2 для сплава АМГ-6 (пруток) [79], 5,2 для меди [92], 2,9 для  $\alpha$ -титана [92], 4,3 для алюминия [92], 3,8 для алюминия [69], 3,4 для органического стекла [78]. Среднее значение составляет 3,5, что указывает на более слабую зависимость  $\sigma_p(l_0)$ . Однако, принимая во внимание ряд упрощающих предположений (тенденция к вырождению П-образного импульса в треугольный [67], неучет предварительного сжатия [82] и т. п.), полученные результаты следует считать удовлетворительными. Это подтверждается результатами работы [91], где экспериментально исследовался откол в медных образцах. Для описания экспериментов на ЭВМ проведены расчеты с использованием наиболее распространенных критериев [70]:

$$I_1 = \int_0^t |\sigma_0 - \sigma| dt, \quad I_2 = \int_0^t \sigma^2 dt \quad \text{при } \sigma_0 = 3,5 \text{ кбар}$$

и энергетического критерия

$$\int_0^{x_0} q dx = \lambda, \quad (16)$$

Таблица 2

Результаты экспериментов по разрушению сферических и цилиндрических сосудов [102, 103]

Вид и материал оболочки	Номер опыта	$R$ , мм	Относит. толщина стенок оболочек $\delta_0/R$	Заполняющая среда	$\dot{\epsilon}_p \cdot 10^3$	$\epsilon_p$ , %	Состояние оболочки после опыта*
Сферическая, Ст. 35	1	155,6	0,0167	Вода	1,78	2,0	—
	2	155,6	0,0167	»	2,44	2,5	—
	3	155,6	0,0167	»	3,3	3,5	+
	4	155,6	0,0167	Воздух	13,0	0,7	—
	5	155,6	0,0167	»	17,4	1,8	+
	6	166,5	0,081	Вода	1,62	2,0	—
	7	166,5	0,081	»	2,37	2,3	—
	8	166,5	0,081	»	3,14	~3	+
	9	41,5	0,081	»	4,0	3,8	—
	10	41,5	0,081	»	5,1	4,7	+
	11	41,5	0,081	»	6,0	5,6	+
	12	194,5	0,214	»	1,99	1,8	—
	13	194,5	0,214	»	2,44	1,9	+
	14	48,5	0,214	»	4,4	3,0	—
	15	48,5	0,214	»	5,5	4,4	+
Цилиндрическая с полу- сферическими днища- ми, Ст. 20	16	52,0	0,048	»	6,0	34	—
	17	52,0	0,048	»	8,3	34	+
	18	213,0	0,048	»	3,2	13	—
	19	213,0	0,048	»	4,1	15	+
	20	213,0	0,048	Воздух	9,9	10	—
	21	213,0	0,048	»	14,2	13	+
Цилиндрическая с плос- кими днищами, 17ГС	22	152,5	0,0249	Вода	0,94	18	Начало разрушения
	23	152,5	0,0249	»	1,36	23	+
	24	152,5	0,0249	»	1,82	>20	+
	25	610,0	0,0249	»	1,7	7	—
	26	610,0	0,0249	»	1,7	12	+

\* + разрушение, — осталась без изменения.

где  $t$  — интервал времени, когда  $I_1$  и  $I_2$  достигают максимального значения в сечении откола;  $x_0$  — длина импульса растяжения (толщина откола), когда выполняется (16). В опытах 1—15 (см. табл. 2)  $\sigma_p$  изменяется в 6,5 раза,  $I_1$  — в 3,3 раза,  $I_2$  — в 5,3 раза. Расхождение между экспериментальными и расчетными значениями толщины откола, согласно (16) ( $\lambda=3$  Дж/см<sup>2</sup>), не превышает 40%.

Проведенный анализ экспериментов по отколу показал, что энергетический подход, являющийся эквивалентом закона сохранения энергии, позволяет удовлетворительно описывать разрушение при  $t \sim 10^{-6}$  с, а экспериментально регистрируемые зависимости  $\sigma_p(t)$  могут рассматриваться как доказательство проявления МЭ энергетической природы.

Отметим, что для описания откола формулы (9) и (16) не являются, по-видимому, наилучшими.

Бессспорно, существуют или могут быть сконструированы эмпирические или полуэмпирические соотношения, которые с большей точностью позволяют описать эксперимент.

Более важно, что эти формулы имеют физически обоснованный смысл, позволяют перекинуть мост от разрушения при  $t \sim 10^{-6}$  с к разрушениям при более длительном воздействии нагрузок вплоть до статического нагружения, позволяют понять более общие закономерности явления разрушения.

## Масштабные эффекты при разрушении геометрически подобных сосудов и труб импульсным нагружением

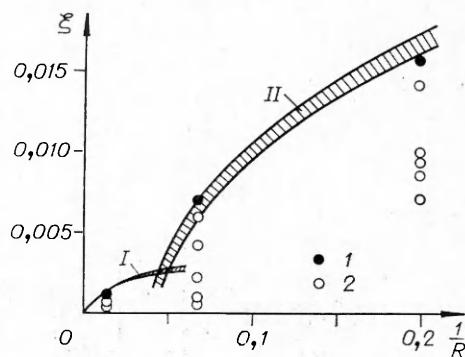
Использование в качестве нагружающего устройства заряда ВВ позволяет наиболее просто наблюдать геометрическое подобие в системе: объект исследования — нагружающее устройство. Если взять два заряда ВВ с характерными размерами  $r$  и  $kr$  (где  $k$  — коэффициент моделирования), то на расстояниях  $R$  и  $kR$  соответственно амплитуды УВ будут одинаковыми, зависимости давление — время подобны, а длительности УВ будут отличаться в  $k$  раз [93, 94]. Если эти заряды взорвать в полости геометрически подобных оболочек из одинаковых материалов, то в материале стенок оболочек с точностью до влияния  $\varepsilon$  на  $\sigma(\varepsilon)$  материала должны реализоваться тождественные напряженные состояния [95]. Поведение замкнутых геометрически подобных цилиндрических и сферических стальных оболочек до их разрушения изучалось в [93, 95—97]. Показано, что оболочки, испытывая упругопластические деформации при ударе продуктов взрыва, расширяются и колеблются около нового положения равновесия. Их поведение может быть описано теорией тонких оболочек с использованием в качестве модели материала оболочек упругопластического тела с линейным упрочнением [95, 96].

Процессу разрушения оболочек под действием взрыва заряда ВВ посвящено большое количество работ. Часть из них систематизирована в [98]. Поэтому рассмотрим работы, которые дают информацию о роли запаса упругой энергии и МЭ при разрушении оболочек. В [99] исследовалось разрушение заполненных водой оболочек от статических нагрузок и взрыва заряда ВВ. Показано, что разрушение происходит при одной и той же деформации независимо от вида нагружения.

Прямая экспериментальная проверка МЭ при динамическом разрушении геометрически подобных оболочек выполнена в [22, 100—103]. В [100, 101] изучено разрушение сферических оболочек с наружными радиусами 5, 15 и 75 см при неизменной относительной толщине стенок оболочек, равной 0,214  $R$ . Оболочки заполнялись воздухом при нормальных условиях и в каждой последовательно взрывались заряды ВВ, массы которых постепенно увеличивались до тех пор, пока оболочка не разрушалась. Интервалы времени между последовательными опытами существенно превышали время релаксации остаточных напряжений от предыдущих взрывов. Полученные результаты (рис. 9) свидетельствуют о сильном влиянии масштаба на относительный вес заряда ВВ, при котором происходит разрушение ( $\xi_p$ ). Анализ возможных причин МЭ показал, что полученный результат нельзя объяснить изменением скорости деформации, временем нахождения материа-

Рис. 9. Результаты экспериментов с геометрически подобными сферическими оболочками из Ст. 22 к и расчетные области разрушения.

1 — разрушение; 2 — без разрушения. I — разрушение в упругой области; II — разрушение в пластической области.



ла стенок оболочек под нагрузкой при изменении размеров оболочек и накоплением необратимых изменений в материале оболочек за счет последовательных взрывов. Столь сильное различие в величинах  $\xi_p$  нельзя объяснить и масштабным эффектом статистической природы.

Так, при увеличении масштаба в 5 раз ( $R$  изменяется от 15 до 75 см), согласно выражению (4) при  $3t=20-30$ , различие в величинах  $\sigma_p$  должно составить не более 27%, в то время как экспериментально зарегистрированное превышает в 2 раза [101]. Результаты опытов удалось вполне удовлетворительно описать количественно с энергетических позиций

$$\xi_p^2 + \varphi(x) = \psi(x)/R, \quad (17)$$

где  $E_1$  — модуль упрочнения;  $\varphi(x)=0$  при  $x=E_1/E=1$ . Формула (17) позволяет по результатам опытов с одной оболочкой найти значения  $\xi_p$  для геометрически подобных оболочек другого размера.

Найденная по (17) полоса разрушения для упругой ( $x=1$ ) и упругопластической ( $x=0,083$ ) областей деформирования приведена на рис. 9. Значения  $\varphi(x)$  и  $\psi(x)$  получены по опытам с оболочкой  $R=15$  см. Результаты работ [102, 103] по разрушению сферических и цилиндрических оболочек, заполненных водой и воздухом при однократном нагружении, приведены в табл. 2. Из анализа опытов следует, что с увеличением в 4 раза масштаба геометрически подобных оболочек, заполненных водой, примерно в 2 раза уменьшаются  $\varepsilon_p$  и  $\xi_p$  (опыты 6—15, 16—19, 22—26), налицо сильный МЭ в области пластичности; замена заполняющей среды в одинаковых оболочках (воды на воздух, опыты 1—5, 18—21) приводит к повышению  $\xi_p$  в 5—6 раз; величины  $\xi_p$  для сферических и цилиндрических оболочек близких габаритов примерно одинаковы. Изменение относительной толщины стенок сферических оболочек от 0,0167  $R$  до 0,214  $R$  (опыты 1—3, 6—8, 12—13) не приводит к существенному изменению  $\xi_p$ .

В [103] показано, что многократное нагружение оболочек в пластической области приводит к некоторому уменьшению  $\xi_p$ . Суммарная деформация многократно нагруженной оболочки на момент разрушения совпадает с  $\varepsilon_p$  при однократном нагружении такой же оболочки.

Сильный МЭ обнаружен и при разрушении геометрически подобных стальных труб при взрыве внутри них зарядов ВВ [22]. Использовались трубы с наружными радиусами 35,4; 52 и 213 мм при относительной толщине стенок 0,046  $R$ . В каждой паре труб с  $R=213$  и 52 мм или с  $R=213$  и 35,4 мм подрывались геометрически подобные заряды ВВ. Результаты опытов приведены на рис. 10. В опытах IIб и IIм (б — большая сборка, м — малая) при одинаковых малых относительных весах зарядов ВВ трубы большого радиуса разрушаются, а малые не теряют сплошности.

При увеличении скорости разлета трубы разрушаются. МЭ в этом случае проявляется в уменьшении  $\varepsilon_p$  при переходе от малых моделей к большим (см. рис. 10, III, IV). При импульсном воздействии с уве-

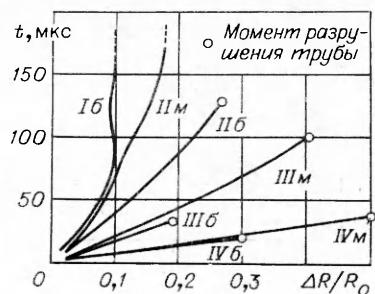


Рис. 10. Деформация труб во времени (интервалы времени уменьшены в 4,1 раза для труб с  $R=213$  мм и увеличены в 1,5 раза для труб с  $R=35,4$  мм). Материал трубы с  $R=35,4$  мм — Ст. 35, остальных — Ст. 20. Максимальная скорость разлета труб составляет в опытах серий Iб — 100 м/с, IIм и IIб ~ 115—140 м/с, IIIм и IIIб ~ 260—300 м/с, IVм и IVб ~ 715—730 м/с.

личением характерного размера объекта наблюдается переход от пластического разрушения к хрупкому. Это продемонстрировано в [104] на примере взрывного разрушения сферических оболочек из различных материалов.

Применимость энергетической концепции прочности (уравнение (6)) для объяснения особенностей разрушения труб в области глубокой пластичности продемонстрирована оценочными расчетами в [105].

Рассматривается разлет по инерции стенок тонких труб, материал которых в области пла-

стичности подчиняется условию  $\sigma = \sigma_{s0} + \eta \varepsilon$  [106]. Принято, что в момент зарождения трещины от ее поверхности в обе стороны пойдут волны разгрузки со скоростью звука  $C$ . Освобождающаяся при этом упругая энергия растяжения будет расходоваться на развитие трещины. К моменту, когда будет снят запас упругой энергии, достаточный для разрушения, труба сместится на некоторое расстояние  $\Delta R$ . Из баланса энергии получено

$$\mu^2 \dot{\varepsilon}^2 \varepsilon_p (\varepsilon_p + 2) / 2 + \dot{\varepsilon} (2\mu \varepsilon_p - \alpha) + \ln(\varepsilon_p + 1) = 0, \quad (18)$$

где  $\mu = \eta / \sigma_{s0}$ ;  $\alpha = 4E\lambda / 3C\sigma_{s0}^2$ ;  $\dot{\varepsilon} = v/R$ .

В (18) в качестве неизвестных входят величины  $\eta$  и  $\lambda$ . Найдены значения  $\eta = 2,1 \cdot 10^3$  кГс·с/м<sup>2</sup>,  $\lambda = 21$  Дж/см<sup>2</sup>, при которых наилучшим образом описывается эксперимент. Кривая на рис. 11 — результат расчета. Найденное  $\eta$  согласуется с результатами оценки коэффициента вязкости по трем независимым работам.

Суммируем основные результаты экспериментальных работ [22, 100—103, 107]:

1) разрушение подобных оболочек различных габаритов происходит при существенно различных напряжениях и деформациях. Это различие много больше, чем можно объяснить упрочнением материала оболочек за счет изменения скорости деформации или нагружения и проявлением МЭ статистической природы;

2) оболочка разрушается при одной и той же деформации независимо от характера нагружения (медленное или импульсное, взрывное) и заполняющей среды (воздух или вода);

3) многократное нагружение оболочек приводит к снижению разрушающего заряда, но не устраняет МЭ. Суммарная деформация многократно нагруженных оболочек совпадает с величиной  $\varepsilon_p$  при однократном нагружении;

4) относительный вес заряда при разрушении оболочек, заполненных водой, при прочих равных условиях практически не зависит от их толщины.

Эти закономерности разрушения сосудов и труб могут быть качественно объяснены с точки зрения энергетического подхода к явлению разрушения. Так, независимость величины деформации разрушения оболочек от их наполнения (воздухом, водой) и от степени предшествующей деформации можно объяснить одинаковым запасом упругой энергии  $Q$  в них на момент разрушения. Действительно, в случае мягких сталей зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  слабо меняется от пути достижения заданной деформации, а так как  $Q$  определяется  $\sigma_p$ , то этому значению  $\sigma_p$  соответствует определенная величина  $\varepsilon_p$ , которая не зависит от пути ее достижения. Независимость величины  $\xi$ , при которой разрушаются оболочки разной толщины, но одного размера, также находит свое объяснение с учетом  $Q$ . При изменении толщины оболочки пропорционально изменяется площадь образовавшейся трещины в ма-

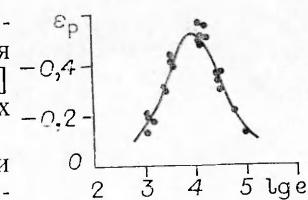


Рис. 11. Зависимость  $\varepsilon_p$  трубы перед ее разрушением от скорости истинной деформации ( $\dot{\varepsilon}$ ). Кривая — расчет, точки — эксперимент.

териале и величина  $Q$ . Отметим, что возможность количественного описания МЭ в сильной степени зависит от знания фактических зависимостей  $\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$  и  $\lambda(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$  данного материала.

### Общий подход к проблеме разрушения

В настоящее время не существует единой теории разрушения. Широкий фронт исследований по этой проблеме позволил выяснить многие детали этого процесса на микроуровне, получить практически важные результаты при использовании механики хрупкого разрушения [108], установить связи между кинетической теорией прочности и механикой разрушения [109, 110]. Однако по-прежнему остаются неясными непредвиденные катастрофические разрушения крупномасштабных объектов. Выше было показано, что в статическом и импульсном режимах разрушения независимо от широкого признакенного МЭ статистической природы существует более сильный энергетический МЭ. В ряде случаев причина непредвиденных катастрофических разрушений может быть обусловлена неучетом энергетического МЭ.

Очевидно, что любые попытки создания общей теории разрушения не могут игнорировать МЭ энергетической природы, который удается понять при рассмотрении геометрически подобных объектов. Поэтому теории, основанные на локальных критериях разрушения вряд ли в полной мере могут учесть этот масштабный эффект. По-видимому это утверждение относится и к механике разрушения, основанной на локальном энергетическом критерии Гриффитса. В этой теории для получения уравнений (5)–(7) при подобном изменении размеров объектов необходимо подобно изменять и размеры исходных трещин — условие практически не выполнимое. А если размеры исходных трещин существенно меньше характерного размера объекта, то напряжение разрушения не зависит от размера объекта.

Интересно оценить размеры критической трещины для стали, исходя из равенства работы на продвижение трещины и выделившейся упругой энергии [111]. Согласно модифицированному уравнению Гриффитса для металлов

$$\sigma_p^2 = 2\lambda E / \pi b_t \quad \text{или} \quad l_t = 2E\lambda / \pi\sigma_p^2.$$

Величина  $\lambda$  для мягкой стали, полученная из ударных испытаний [112] и взрывных экспериментов, лежит в интервале 10–40 Дж/см<sup>2</sup>. Принимая  $\sigma_p = \sigma_{so}$  для мягкой стали при  $\sigma_{so} = 2 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>,  $E = 2 \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 2 \cdot 10^8$  эрг/см<sup>2</sup>, получим  $2l_t = 133$  см. Если учесть влияние скорости деформации, положив  $\sigma_p = 2\sigma_{so}$ , то и тогда  $2l_t = 33$  см. При таких значениях  $2l_t$  фактические толщины  $h$  деталей из мягкой стали, когда корректно можно использовать механику разрушения, должны удовлетворять условию  $h \ll 30$ –130 см. В противном случае упругая энергия будет сниматься со всего объекта, приводя к энергетическому МЭ. С точки зрения механики разрушения непонятен и связанный характер развития микротрещин даже у такого хрупкого материала, как бериллий, в условиях ударного разрушения, на что указывают исследования кинетики откола [54, 84, 79, 113–115].

Трудности кинетической концепции прочности состоят в том, что уравнение (8) не содержит  $l$ , т. е. не описывает МЭ при разрушении объекта. Модифицированное же в работах [13–16] уравнение (8) позволяет описать МЭ только статистической природы. Кроме того, в соответствии с формулой (8) следует ожидать, что при достижении критического времени объект испытания должен рассыпаться на множество осколков. Так, если константу  $\mu_0$  рассматривать как энергию

разрушения (и, как отмечается для металлов, близкую к энергии сублимации), то можно принять, что осколки имеют молекулярный размер. В эксперименте разрушение, как правило, происходит на малое (чаще 2) число частей. Авторы работы [116] и в этой теории завершающим этапом разрушения считают слияние трещин в одну магистральную. Этот этап не описывается уравнением (8). Поэтому кинетическую концепцию прочности в той мере, в которой она выражена уравнением (8), правильнее назвать теорией накопления повреждений в **объеме** материала.

Таким образом, существует необходимость нахождения более общего феноменологического подхода к явлению разрушения, оставляя в стороне детали процесса и в ряде случаев многочисленные осложняющие факторы, присущие конкретному материалу и объекту исследования. Безусловно, масштабный эффект энергетической природы, являющийся следствием закона сохранения энергии и объективно проявляющийся при разрушении, должен вытекать из такого подхода [80]. Явление разрушения в [80] рассматривается как двухстадийный процесс.

Первая стадия (рост и накопление дефектов) протекает, когда запас упругой энергии в объекте испытания недостаточен для разрушения (прохождения магистральной трещины, расчленения объекта на части). Под действием приложенного напряжения со временем происходит накопление дефектов структуры в объеме объекта. Некоторые авторы рассматривают этот процесс как возникновение и рост новой фазы материала [84]. Если материал нагружен за пределом текучести, накопление и рост дефектов идут особенно интенсивно вследствие пластического течения. Эта стадия описывается уравнением типа (8) и, по-видимому, должна приводить к уменьшению величины  $\lambda$ . Для материалов, которым свойственно упрочнение (рост  $\sigma$  с  $\varepsilon$ ), она приводит также к увеличению  $Q$ . Первая стадия наиболее важна для конструкций, изготовленных из материалов с низким  $\sigma_{s0}$  и работающих в условиях, не вызывающих роста  $\sigma_s$  (высокие  $T$ , низкие  $\varepsilon$ ), для объектов с малыми  $l$ , которые способны выдерживать  $\sigma > \sigma_s$ . Для объектов, удовлетворяющих этим условиям, первая стадия разрушения является определяющей, подготавливающей материал объекта к разрушению.

Вторая стадия (образование новой поверхности: разрыв материала, расчленение объекта, прохождение магистральной трещины) завершает процесс разрушения. Она может наступить, когда запаса упругой энергии растяжения в объекте окажется достаточно для совершения работы разделения объекта на части<sup>6</sup>. Это необходимое условие разрушения. Достаточное условие, по-видимому, состоит в наличии зародыша трещины, дефекта структуры, концентратора упругой энергии. В противном случае разрушения может не произойти, объект запасет избыток упругой энергии и окажется в неустойчивом состоянии (подобно переохлажденной жидкости). Разрушение объекта при значительном  $Q$  будет происходить на большое количество частей в форме взрыва [44]. К этому виду разрушения следует отнести внезапные разрушения сосудов высокого давления, самопроизвольные разрушения стеклянных сосудов и т. п.

Количественно вторая стадия разрушения описывается уравнением (6). Для высокопрочных материалов (большие  $\sigma_{s0}$ ) и условий, приводящих к увеличению предела текучести, т. е. к возможному увеличению  $Q$  растяжения (низкие  $T$ , высокие  $\varepsilon$ ), для объектов с большими

<sup>6</sup> При оценке  $Q$  растяжения, способной разрушить объект испытания на части, который имеет более одного характерного размера (например, тонкостенная оболочка, длинный стержень), определяющим будет наименьший размер.

$l$ , которые способны разрушаться при малых значениях  $\sigma_p$ , эта стадия определяющая. В соответствии с (6) для таких материалов, условий испытаний и размеров объектов при разрушении в упругой области (слабое влияние первой фазы разрушения,  $\lambda \sim \text{const}$ ) будут наблюдаться сильные масштабные эффекты.

Если же вторая стадия разрушения происходит за пределом текучести, т. е. определяющей является первая стадия разрушения, масштабные эффекты будут определяться также зависимостью  $\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$  и могут проявляться в изменении  $\varepsilon_p$  перед разрушением с изменением  $l$ . Если зависимость  $\sigma(\varepsilon, T)$  не существенна (для сталей при  $\dot{\varepsilon} < 10^2 - 10^3 \text{ с}^{-1}$  и  $T = \text{const}$ ), величина  $\varepsilon_p$  будет расти с уменьшением  $l$ , тогда для количественного описания МЭ необходимо также знание зависимости  $\lambda(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$ . Двухстадийный механизм, в основе которого лежат величины  $\sigma_s$  и  $Q$  растяжения, не делает принципиального различия между хрупким, полувязким, вязким и другими видами разрушения, а исходит из предположения, что природа разрушения едина, а само явление как процесс совершения работы должен характеризоваться величиной той же размерности ( $\lambda$ ). Переход от разрушения отрывом к разрушению срезом при прочих равных условиях во многом будет зависеть от того, какая из стадий разрушения является определяющей. Действительно, переход через  $\sigma_s$  эквивалентен открытию клапана в объекте для потребления энергии на пластическое течение, на диссиацию энергии в тепло, на резкое замедление роста упругой энергии с деформацией, на резкий рост дефектов в материале вдоль плоскостей скольжения<sup>7</sup>. Формулы (7) и (8), положенные в основу этого механизма, описывают процесс разрушения как событие, зависящее от времени и координаты, причем последняя зависимость более сильная. При росте любой из переменных прочность (значение  $\sigma_p$ ) падает. Изложенное выше относится к объектам, изготовленным из сплошного (непористого), достаточно гомогенного материала.

**Предел текучести и релаксационные явления.** В двухстадийном подходе  $\sigma_s$  — не критериальная величина, но при  $\sigma_p > \sigma_s$  она определяет запас упругой энергии объекта. Из эксперимента известно, что  $\sigma_s \neq \text{const}$ , но  $\sigma_s = \sigma_s(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)$ . Наиболее полно эта зависимость исследована для металлов [117—123]. Образцы некоторых материалов, для которых  $\sigma_{s0}$  не найдено, разрушаются в упругой области. Для определения  $\sigma_{s0}$  (при заданных  $\varepsilon$  и  $T$ ) необходимо в соответствии с (7) уменьшать размер объектов испытания. Поэтому нет принципиальной разницы между пластичными и хрупкими материалами.

Обратимся к временной зависимости  $\sigma_s(\varepsilon)$ . Как бы ни было велико  $\sigma_{s0}$  в сравнении с приложенным напряжением, в материале возникает текучесть. Для металлов это явление называют ползучестью. Известно, что текут кристаллы [124], горные массивы, чугунные плиты и т. д. Следует ожидать, что при  $\varepsilon \rightarrow 0$   $\sigma_s \rightarrow 0$ . Рост  $\varepsilon$ , как правило, ведет к увеличению  $\sigma_s$ . Даже такие идеально пластичные материалы, как жидкости, у которых  $\sigma_{s0}$  близок к нулю, при  $\dot{\varepsilon} \sim 10^2 \text{ с}^{-1}$  и выше проявляют прочностные свойства и разрушаются как хрупкие материалы [125, 126]. Зависимость  $\sigma_{s0}(T)$  наиболее полно исследована для металлов при медленном деформировании. Как и следовало ожидать, она монотонно убывает. Вид зависимости сохраняется [87, 123] и при  $\dot{\varepsilon} \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

<sup>7</sup> Как отмечалось в [97], пластическая деформация приводит к резкому затуханию упругих колебаний, что равносильно ухудшению условий для перекачки упругой энергии к трещине.

Различие в поведении материалов феноменологически удобно рассмотреть с точки зрения релаксационных явлений. Отличительная черта твердых жидкостей состоит в сиюминутной способности сопротивления изменению формы, а при более длительном воздействии — в способности к течению. Обозначим время релаксации через  $t_p$ . Если время воздействия или наблюдения за неравновесным состоянием объекта  $t \ll t_p$ , то такой объект ведет себя как твердое тело, при  $t \gg t_p$  — как жидкость. Это предположение может быть распространено на типичные твердые тела ( $t_p$  будет измеряться временными интервалами, сравнимыми с геологическими интервалами) и на типичные жидкости (значения  $t_p$  окажутся существенно меньшими секунд). Так, согласно [126], для воды  $t_p \sim 10^{-7}$  с. При таком рассмотрении понятие жидкости и твердого тела будет определяться через величину  $t_p$ .

Феноменологический подход может быть распространен на дефекты структуры материалов, возникающие на первой стадии разрушения и вызывающие изменение  $\sigma_s$ . С точки зрения релаксационного поведения материалов положение кинетической теории прочности о накоплении дефектов оказывается приближенным, справедливым только для материалов с  $t_p \gg t$ . Дефекты жидкостей, вызванные пластическим течением (формоизменением), релаксируют настолько быстро, что в условиях статического эксперимента о накоплении повреждений вопрос и не ставится<sup>8</sup>. Релаксация дефектов на органическом стекле после ударного нагружения с  $t_p \sim 5$  ч наблюдалась в [57] и на меди после циклического деформирования с  $t_p \sim 4$  мес. [127].

**Удельная энергия разрушения.** Второй определяющей величиной в двухстадийном подходе является  $\lambda$ . Прямые экспериментальные данные о зависимости  $\lambda$  от  $\epsilon$ ,  $T$  и  $\sigma$  практически отсутствуют. Однако имеющиеся данные по зависимости  $\sigma_p$  от  $T$  при отколе для стали [87] и меди [128] позволяют сделать оценку  $\lambda(T)$  для интервала от 0 К до температуры плавления. Такая оценка показывает, что  $\lambda$  может уменьшиться в 10—15 раз.

Величина  $\lambda$  не может не зависеть от дефектности материала. Так как твердые материалы в процессе пластического течения накапливают большое количество дефектов, естественно ожидать, что затраты энергии у них на прохождение трещины будут меньше. Экспериментальные данные  $\lambda(\epsilon)$ , по-видимому, отсутствуют. На зависимость  $\lambda$  от  $\epsilon$  указывают результаты сравнения энергии разрушения, полученные из механики разрушения [129] и при отколе [83]. Такая зависимость  $\lambda(\epsilon)$  объясняется тем, что при увеличении скорости разрушения материала затрудняется «обмен информацией» между соседними участками и на некоторых участках трещина вынуждена идти по менее подготовленному к разрушению пути. Величина  $\lambda$  на несколько порядков превышает энергию поверхностного натяжения, что связано, по-видимому, с несовершенством инструмента, с невозможностью приложения силы непосредственно к двум граничащим атомным плоскостям. Заметно уменьшить эту работу вряд ли смогут и устройства с использованием ударных волн разрежения или существующие источники когерентного излучения. Работу разрушения можно было бы уменьшить при воздействии, например, когерентным излучением с длиной волны  $\sim 10^{-8}$  см. Из изложенного следует, что с точки зрения энергетических затрат на разрушение реальные материалы на 2—4 порядка оказываются прочнее, чем это можно было бы ожидать.

<sup>8</sup> Первая стадия разрушения здесь отсутствует. Мал и запас упругой энергии для прохождения второй стадии. Разрушение — разрыв жидкости — осуществляется поверхностным натяжением, и только при увеличении  $\epsilon$  возможна вторая стадия разрушения.

Удельная ударная вязкость материала  $a_n$  определяет интегральные затраты энергии на разрушение, куда входит как энергия непосредственно на разрыв материала ( $\lambda$ ), так и энергия, расходуемая на пластическое течение всего образца материала. Однако при снижении температуры испытаний или увеличении  $\varepsilon$  запас упругой энергии в образце оказывается достаточным для второй стадии разрушения без пластического течения (хрупкость в области низких  $T$ ). В этой области  $\lambda$  должна совпадать с  $a_n$  [80].

**Хрупкость, упругость, пластичность, текучесть.** Свойства материалов с точки зрения прочности многообразны. Один материал имеет большое значение  $\sigma_{s0}$  и разрушается в упругой области без заметных деформаций (гранит, чугун, бериллий и т. п.), другой (резина) разрушается так же в упругой области, но допускает обратимые деформации перед разрушением в 1000 раз больше, чем первый. Третий материал, в отличие от первых двух, разрушается вне упругой зоны, претерпев сильные необратимые деформации и накопив большое количество дефектов перед разрушением (свинец, мягкие стали). Четвертый тип материала (жидкости) допускает практически неограниченные деформации формы без накопления повреждений.

Рассмотрим поведение хрупких и упругих материалов. Так как для разных материалов величина  $\lambda$  лежит в сравнительно узком интервале [83]  $10^6$ — $10^8$  эрг/см<sup>2</sup>, то для сравнения материалов положим  $\lambda=\text{const}$  в формуле (6). При одинаковом  $l$   $\sigma_p^2/E \sim \varepsilon_p^2 \sim \lambda$ ,

$$\varepsilon_p \sim E^{-0.5}. \quad (19)$$

Согласно [32], величина  $E$  для резины составляет  $\sim 8 \cdot 10^6$  дин/см<sup>2</sup>, а для стекла  $\sim 6 \cdot 10^{11}$ . Из (19) следует, что величина  $\varepsilon_p$  для резины в сотни раз должна превышать ее значение для стекла. Проведенные грубые оценки позволяют понять физическую природу различия в свойствах хрупких и упругих материалов.

Рассмотрим примеры двухстадийного подхода к разрушению. Утверждение о невозможности избежать МЭ имеет исключения. Приведенная выше задача о зависимости  $\varepsilon$  от  $\dot{\varepsilon}$  для тонких труб, разлетающихся с кинетической энергией, много большей энергии, диссирируемой в процессе пластического течения, является примером, когда масштабный эффект при разрушении не проявляется или даже проявляется в обратном направлении. Действительно, если взять две точки на кривой рис. 11 при  $\varepsilon=\text{const}$ , а величину  $\dot{\varepsilon}$  изменить при  $v=\text{const}$ , получим, что для труб разного размера  $\varepsilon_p$  постоянна. Более того, если рассматривать падающую часть кривой при  $v=\text{const}$ , то оказывается что большей трубе соответствует большее значение  $\varepsilon_p$ . Причина такого поведения есть следствие уравнения состояния стали в области вязкой пластичности.

В работе [130] исследовано взрывное разрушение геометрически подобных труб из стеклоэпоксида, из которой следует, что МЭ при разрушении отсутствует. Трубы были изготовлены из композитного материала, в котором в качестве несущего силового элемента использовались стеклянные нити одного и того же диаметра  $d$  (как у больших, так и малых труб). Поэтому характерным размером, определяющим прочность трубы, является не ее толщина или радиус, а  $d$ . Действительно, упругая энергия, расходуемая на разрыв нити, может сниматься только с некоторого ее участка в окрестности трещины. Длина этого участка пропорциональна  $d$ , поэтому, подставив в выражение (6)  $l=nd$ , где  $n=\text{const}$ , получим  $\sigma_p=\text{const}$  независимо от размеров оболочки. Таким образом, переход к композитным материалам при строительстве крупномасштабных сооружений весьма перспективен.

До настоящего времени причина отсутствия воронки в зоне падения Тунгусского метеорита до конца не ясна. Но если метеорит при входжении в атмосферу Земли распался на части и его осколки расселялись, то энергетически примерно одновременный удар осколков на расстоянии, значительно большем начального размера метеорита, создает примерно тот же разрушительный эффект, как от удара нераспавшегося метеорита, но воронки не будет [134]. Оценим максимальный размер осколка  $l$ , движущегося в плотных слоях атмосферы со скоростью  $v$ .

Вследствие сопротивления воздуха максимальное давление на осколок  $p \approx \rho v^2$ . По мере удаления к периферии осколка оно будет падать до нуля ( $\rho$  — плотность воздуха). Неравномерность распределения силы по лобовой поверхности осколка вызывает разламывающий момент сил. Запас упругой энергии растяжения, вызванный этими силами, будет порядка  $l^3 \sigma^2 / E \sim l^3 \rho^2 v^4 / E$ . Работа для разделения осколка на две части  $\sim l^2 \lambda$ . В соответствии с (6) найдем:

$$l \sim E\lambda/\rho v^4 \text{ или } l \sim v^{-4}.$$

Учитывая, что  $E$  и  $\lambda$  для металлов и скальных пород лежат в сравнительно узком интервале  $10^{11}$ — $10^{12}$  дин/см<sup>2</sup> и  $10^6$ — $10^8$  эрг/см<sup>2</sup> соответственно, получим, что при подходе к земле при  $v \sim 10$  км/с  $l \sim 0,1$ — $100$  см.

Существующие теории разрушения цилиндрических оболочек и колец на осколки основаны на локальных критериях разрушения и не описывают реально существующий масштабный эффект [98]. Рассмотрим радиально разлетающееся кольцо радиусом  $R$ , толщиной  $\delta$  и единичной шириной из материала с пределом текучести  $\sigma_s$ . Полагая, что (6) является и достаточным условием, находим характерный размер осколка  $l \delta \sigma_s^2 / 2E \sim \delta \lambda$  или  $l \sim 2E\lambda/\sigma_s^2$  и характерное число осколков  $n \sim 2\pi R l^{-1}$ , т. е.  $n = R\lambda\sigma_s^2/E\lambda$ . Таким образом, при прочих равных условиях  $n \sim R$  и наблюдается масштабный эффект.

### Заключение

Завершающий этап разрушения — прохождение трещины, определяется запасом упругой энергии в объекте испытания. Именно упругая энергия есть то передаточное звено, посредством которого работа внешних сил подводится к распространяющейся трещине. Это утверждение, лежащее в основе подхода Гриффитса и всей механики разрушения, при распространении его на всю систему «объект испытания — испытательная машина» делает физически обоснованной энергетическую гипотезу Давиденкова о существовании МЭ при разрушении геометрически подобных объектов. Совокупность представленных в данной работе экспериментальных доказательств как в условиях медленного деформирования, так и при импульсном нагружении, по мнению авторов, не оставляет сомнений в проявлении МЭ энергетической природы со всеми вытекающими последствиями. Игнорирование МЭ этой природы при расчете и конструировании крупногабаритных сооружений, особенно из высокопрочных материалов, а также конструкций, работающих под динамическими, импульсными нагрузками, в условиях пониженных температур может явиться главной причиной непредвиденных катастрофических разрушений. Неучет МЭ этой природы ведет к резкому уменьшению фактических запасов прочности в сравнении с их прогнозируемым значением. МЭ энергетической природы приводит к феноменологии двухстадийного подхода к явлению разрушения. Эта феноменология может быть принята в качестве первого приближения для разработки более общей, глобальной теории разрушения.

Чем объяснить, что работы по МЭ энергетической природы в сравнении с работами по МЭ статистической природы после дискуссии 1960 г. постепенно исчезали из научной литературы?

Вполне вероятно, что такому положению способствовало возражение и модификация идеи Гриффитса об условии неустойчивости хрупкой трещины и последующее бурное развитие механики разрушения, в которой, как и в статистическом МЭ, исходной предпосылкой является слабое звено, дефектность материала. Другим обстоятельством, затруднившим представлений о МЭ энергетической природы, явилась, по-видимому, неясная в ряде случаев кинетика развития разрушения. В статике положение усугублялось еще возможностью существования систем с избытком запаса упругой энергии. Внешняя схожесть формул (4) и (7) также затрудняла установление фактической природы ведущего МЭ.

Авторы далеки от мысли, что феноменология двухстадийного подхода единственна, а МЭ энергетической природы полностью изучен. Хотя они и позволяют понять ряд ранее до конца неясных эффектов при разрушении (непредвиденные разрушения крупногабаритных конструкций, высокая прочность тонких нитей, увеличение пластичности хрупких материалов под давлением и т. п.), имеются и трудности, указывающие на необходимость дальнейших широких исследований. Так, при описании подобных объектов предполагалось, что  $\lambda$  не зависит от  $l$ . Однако опыты при отколе при соударении пластин, указывая на проявление сильного МЭ, полностью не описываются условием  $\sigma_p^2 l = \text{const}$ . Что это — следствие упрощающих допущений или следует допустить, что  $\lambda$  растет с  $l$ ? Во всех ли случаях разрушения удается провести границу между первой и второй стадиями? Так, к какой стадии отдельного разрушения следует отнести образец материала, в котором явно прослеживается область не полностью сомкнувшихся макротрещин? Всегда ли понята кинетика перекачки запаса упругой энергии со всего объекта к развивающейся трещине? Каково условие достаточности во второй стадии? Список вопросов, по-видимому, можно продолжить, однако бесспорен сам факт существования МЭ энергетической природы. Попытки обойти его без существенного упрочнения материала (за счет увеличения  $\lambda$ ) могут привести объект к неустойчивому равновесию. Если степень неустойчивости достаточно высока, исключить самопроизвольное катастрофическое разрушение объекта оказывается невозможным.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность своим коллегам, в сотрудничестве с которыми были выполнены работы [22, 46, 91, 97, 100—103, 130]. Именно проведение этих исследований явилось начальным толчком и дало основной материал для написания настоящей работы.

Поступила в редакцию  
22/XII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ю. Ишлинский. Правда. 22.05.76.
2. A. A. Griffiths. Phil. Trans. Roy. Soc., 1920, A221, 163.
3. Г. В. Карпенко. Зав. лаб., 1960, 26, 1134.
4. М. П. Марковец. Зав. лаб., 1960, 26, 1129.
5. Заводская лаборатория, 1960, 26, 319—331 и 1104—1140.
6. А. П. Александров, С. Н. Журков. Явление хрупкого разрыва. М., ГТТИ, 1933.
7. W. Weibull. Proc. Roy. Swed. Inst. Engin. Res., 1939, 151.
8. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель. ЖТФ, 1941, 11, 173.
9. Т. А. Конторова.— В сб. докл. по динамической прочности. ВНИИТМАШ АН СССР, 1946.

10. В. В. Болотин. Статистические методы в строительной механике. Госстройиздат, 1961.
11. Б. Б. Чечулин. Масштабный фактор и статистическая природа прочности металлов. ГНТИЛЧиЦМ, 1963.
12. В. Г. Бессонов, В. В. Коноваленко.— В сб.: Механическое подобие конструкций из армированных материалов. Киев, «Наукова думка», 1970.
13. В. А. Петров, А. Н. Орлов. ФТТ, 1973, 15, 3371.
14. В. А. Петров, А. В. Савицкий. Докл. АН СССР, 1975, 224, 806.
15. В. А. Петров. ФТТ, 1976, 18, 1290.
16. А. В. Савицкий, Б. Я. Левин, В. А. Петров. Проблемы прочности, 1977, 6, 6.
17. Н. Н. Давиденков. Предисловие к книге: Л. С. Мороз, С. С. Шураков. Проблема прочности цементированной стали. Л., Минтрансмаш СССР, 1947.
18. Е. М. Шевандин, Ш. С. Маневич. ЖТФ, 1946, 16, 1223.
19. О. Л. Андерсон.— В сб.: Атомный механизм разрушения. М., Металлургиздат, 1963.
20. Х. Т. Кортен. Разрушение армированных пластиков. М., «Химия», 1967.
21. B. Steverding. Int. J. of Frac. Mech., 1969, 5, 243.
22. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 603.
23. В. И. Бетехтин, С. Н. Журков. Проблемы прочности, 1971, 2, 39.
24. Р. Л. Пратт. Вакансии и точечные дефекты. М., Металлургиздат, 1961.
25. M. J. Keip. Phil. Mag., 1965, 12, 735.
26. Е. М. Шевандин, И. Н. Кисин. ЖТФ, 1939, 9, 957.
27. A. A. Wells, Trans. N. Coast. Inst. Eng. and Shipbuild., 1955, 71, 278.
28. Е. М. Шевандин, И. А. Разов, Б. Н. Серпенинов. Зав. лаб., 1956, 22, 1339.
29. Е. М. Шевандин, И. А. Разов и др. Докл. АН СССР, 1957, 113, 1057.
30. E. Ogoval. J. Appl. Phys., 1955, 26, 900.
31. К. Дж. Филлипс.— В сб.: Разрушение. Т. 7, ч. 1. М., «Мир», 1976.
32. Г. М. Бартенев, Ю. С. Зуев. Прочность и разрушение высокоэластичных материалов. М.—Л., «Химия», 1964.
33. Дж. С. Райнхарт, Дж. Пирсон. Поведение металлов при импульсных нагрузках. М., ИЛ, 1958.
34. Г. В. Раевский. Автомат. сварка, 1955, 6, 3.
35. Остаточные напряжения. Сборник. М., ИЛ, 1957.
36. С. С. Кафор. Корпусная сталь. Л., Судпромгиз, 1960.
37. Д. М. Шур. Тр. ЦНИИТМАШ, № 40, 1963.
38. Л. С. Лившиц. Строительство трубопроводов, 1968, 3, 18.
39. В. В. Рождественский. Строительство трубопроводов, 1970, 5, 27.
40. А. Н. Моношков, В. А. Лупин, В. Г. Миндлин.— В сб.: Сопротивляемость сварных конструкций хрупким разрушениям. Л., ЛДНТП, 1971.
41. Я. Немец.— В сб.: Исследование напряжений и прочности корпуса реактора. М., Атомиздат, 1968.
42. Я. Немец. Расчеты прочности сосудов, работающих под давлением. М., Машиностроение, 1964.
43. Я. Б. Фридман. Механические свойства металлов. Т. 1. М., Машиностроение, 1974.
44. Г. М. Бартенев, Л. К. Измайлова. Докл. АН СССР, 1962, 146, 1136.
45. Д. Я. Эйдельман. Рассказы о кораблекрушениях. Л., Судостроение, 1973.
46. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. ЖЭТФ, 1961, 40, 1880.
47. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, Ю. И. Тарасов. ФТТ, 1962, 4, 249.
48. Е. Ф. Грязнов, В. А. Одинцов, В. В. Селиванов. Изв. АН СССР, МТТ, 1976, 6, 1948.
49. Н. Н. Давиденков. Некоторые проблемы механики материалов. Л., Лениздат, 1943.
50. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзэр. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., ГИФМЛ, 1963.
51. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.
52. Л. В. Альтшuler. УФН, 1965, 85, 197.
53. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1971, 2, 109.
54. D. R. Siggap, D. A. Shockey, L. Seaman. J. Appl. Phys., 1973, 44, 4025.
55. Е. И. Богдановская, Л. В. Дубнов и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 781.
56. Ф. Ф. Витман, М. И. Иванов, Б. С. Иоффе. ФММ, 1964, 18, 717.
57. Х. Колльский.— В сб.: Атомный механизм разрушения. М., Металлургиздат, 1963.
58. G. A. Cagison. J. Appl. phys., 1975, 46, 4069.
59. Дж. Райнхард.— В сб.: переводов: Механика, 1953, 3(19), 96.
60. J. S. Rinehart. Intern. Symp. on Stress Wave Propagation in Materials., № 4, 1960, p. 247.
61. K. B. Broberg. Intern. Symp. of Stress Wave Propagation in Materials, № 4, 1960, p. 229.
62. N. Davids. Intern. Symp. of Stress Wave Propagation in Materials, № 4, 1960, p. 271.

63. G. Nahmani. *Les Ondes de Détonation*. Paris, 1961, p. 451.
64. D. W. Blinow, D. V. Keller. Symp. on Dynamic Behavior of Materials ASTM Materials Sciense, S — 5, Tech Publ. N 336, 1962, p. 252.
65. Ю. И. Тарасов. Докл. АН СССР, 1965, **165**, 323.
66. Л. В. Альтшуллер, С. А. Новиков, И. И. Дивнов. Докл. АН СССР, 1966, **166**, 67.
67. Б. М. Бучер, Л. М. Баркер и др. РТК, 1964, 6, 3.
68. B. R. Breed, C. L. Mader, D. Venable. J. Appl. Phys., 1967, **38**, 3271.
69. F. R. Tuler, B. M. Batcher. Int. J. Frac. Mech., 1968, **4**, 431.
70. J. E. Peck, H. M. Bergowitz, L. J. Connelly. Int. J. Frac. Mech., 1969, **5**, 297.
71. L. J. Cohen, H. M. Bergowitz. Int. J. Frac. Mech., 1971, **7**, 183.
72. B. Steverding, A. H. Werkheiser. Mech Ing. Sci., 1971, **13**, 200.
73. B. Steverding, S. H. Lehnigk. J. Appl. Phys., 1970, **41**, 2096.
74. B. Steverding, S. H. Lehnigk. Inter. J. OF Rock Mech and Mining Sci., 1976, **13**, 75.
75. В. Р. Регель, А. И. Слуцкер, Э. Е. Томашевский. УФН, 1972, **106**, 193.
76. С. Н. Журков, Т. Н. Санфирова. ФТТ, 1960, **2**, 1033.
77. Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1972, **42**, 1740.
78. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1972, **12**, 63.
79. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1974, **3**, 121.
80. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев. Докл. АН СССР, 1975, **220**, 575.
81. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев и др. ФТТ, 1975, **17**, 2599.
82. J. J. Gilman, F. R. Tuler. Int. J. of Frac. Mech., 1970, **6**, 169.
83. А. Г. Иванов. ФГВ, 1975, **11**, 3, 475.
84. D. R. Curran. Shock Waves and the Mechanical Properties of Solids, v. 5, Syracuse University Press, 1971, p. 131.
85. С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский.—В сб.: Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959, с. 68.
86. М. А. Иванов.—В сб.: Механика взрывных процессов. Вып. 29. Новосибирск, 1977.
87. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, **21**, 608.
88. С. Р. M. Smith, G. Eden, B. D. Lamboorg. Preprints the Sixth Symposium on Detonation. San Diego, California, 1976, p. 419.
89. К. Б. Броберг.—В сб. переводов: Механика, 1956, **37**, 151.
90. Г. В. Степанов. Проблемы прочности, 1976, **8**, 66.
91. О. А. Клещевников, В. И. Софрионов и др. ЖТФ, 1977, **47**, 1791.
92. F. R. Tuler. Shock Wave and the Mechanical Properties of Solids, v. 17. Syracuse University Press, 1971, p. 395.
93. W. E. Baker. Proc. of the Second un Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Ener., UN Geneva, 1958, p. 79.
94. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, **5**, 107.
95. W. E. Baker. J. Appl. Phys., 1960, **27**, 139.
96. W. E. Baker, F. J. Allen. Proc. III US Nat. Congress Appl. Mech., N. Y., 1958, p. 79.
97. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ПМТФ, 1968, **6**, 94.
98. В. А. Одинцов, Л. А. Чудов.—В сб.: Проблемы динамики упругопластических сред, Механика, № 5. М., «Мир», 1975.
99. Е. М. Шевандин, И. А. Разов. Хладноломкость и предельная пластичность металлов в судостроении. Л., Судостроение, 1965.
100. А. Г. Иванов, В. А. Синицын, С. А. Новиков. Докл. АН СССР, 1970, **194**, 316.
101. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ФГВ, 1972, **8**, 1, 124.
102. В. И. Цыпкин, О. А. Клещевников и др. Атомная энергия, 1975, **38**, 251.
103. В. И. Цыпкин, А. Г. Иванов и др. Атомная энергия, 1976, **41**, 303.
104. P. M. B. Slate, M. J. W. Billings, R. J. R. Fuller. J. Inst. Met., 1967, **59**, 244.
105. А. Г. Иванов. Проблемы прочности, 1976, **11**, 50.
106. X. A. Рахматулин, Ю. А. Демянов. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М., Физматгиз, 1961.
107. J. F. Proctor. Expt. Mech., 1970, **10**, 458.
108. Разрушение. Сборник. Под ред. Г. Либовица. Т. 1—7. М., 1973—1976.
109. В. И. Бетехтин, А. И. Зарийов, А. Н. Бахтибаев. 3-я Всесоюз. конф. по физике хрупкого разрушения. Ч. 1. Киев, 1976.
110. Ю. И. Фадеенко. ПМТФ, 1977, **6**, 154.
111. Е. Орован.—В сб.: Атомный механизм разрушения. М., Металлургиздат, 1963.
112. Э. Норрис, Р. Уэйли.—В сб.: Ударные испытания металлов. М., «Мир», 1973.
113. T. W. Barbee Jr., L. Seaman et al. J. of Materials, JMLSA, 1972, **7**, 393.
114. L. Davison, A. L. Stevens. J. Appl. Phys., 1972, **43**, 988.
115. S. Cochran, D. Waller. J. Appl. Phys., 1977, **48**, 2729.
116. С. Н. Журков, В. С. Куксенко, А. И. Слуцкер. ФТТ, 1969, **11**, 296.
117. Ю. А. Волошенко-Климович. Динамический предел текучести. М., «Наука», 1965.

118. С. Зепег, Й. Н. Нолломоп. J. Appl. Phys., 1944, **15**, 22.
119. Ю. В. Суторова. ПМТФ, 1968, 3, 55.
120. Ю. Н. Работнов, Ю. В. Суторова. ПММ, 1971, **35**, 20.
121. Р. Г. Дэвис, С. Л. Мэйджи. Тр. амер. об-ва инж.-механиков. Сер. Д., № 2, 58, 1975.
122. А. П. Большаков, С. А. Новиков и др. ПМТФ, 1975, 1, 184.
123. С. А. Новиков, В. А. Синицын. Проблемы прочности, 1976, 12, 104.
124. А. М. Косевич. УФН, 1974, **114**, 509.
125. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкости. М., ГИТЛ, 1951.
126. С. П. Козырев, К. К. Шальнев. Докл. АН СССР, 1970, **192**, 552.
127. Б. М. Ровинский, В. М. Синайский, М. Я. Гальперин. ФММ, 1966, **21**, 929.
128. С. А. Новиков, Ю. С. Соболев и др. Проблемы прочности, 1977, 3, 96.
129. Г. П. Черепанов. Механика хрупкого разрушения. М., «Наука», 1974.
130. В. А. Рыжанский, В. Н. Минеев и др. Механика полимеров, 1978, 2, 283.
131. В. Вейс и С. Юкава.— В сб.: Прикладные вопросы вязкости разрушения. Т. 25. М., «Мир», 1968.
132. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин, Г. С. Пугачев. Письма в ЖТФ, 1978, **4**, 451.
133. Л. Д. Воловец, Н. А. Златин, Г. С. Пугачев. Письма в ЖТФ, 1978, **4**, 1079.
134. Ю. И. Фадеенко. ФГВ, 1967, 3, 2, 276.

## ВЗРЫВНОЕ УПРОЧНЕНИЕ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ

*Е. И. Богдановская, Л. В. Дубнов,  
К. И. Красиков, К. К. Шведов*

(Черноголовка)

Исследование особенностей взрывного упрочнения металлов показывает, что механические свойства упрочненных материалов тесным образом связаны с параметрами взрывного нагружения [1—4]. Поэтому для выбора и отработки оптимального с точки зрения данного материала состава ВВ важно установить корреляцию между основными детонационными характеристиками и механическими свойствами упрочненного металла.

В [5] подобные исследования проводились на стали 1Х18Н10Т. Показано, что пластифицированные ВВ, содержащие в составе порошок тяжелого металла, обеспечивают большее упрочнение стали в скользящей и падающей детонационных волнах при меньших давлениях детонации по сравнению с мощными пластифицированными неметаллизированными ВВ.

Данная работа продолжает начатые в [5] исследования. Изучалось влияние процентного содержания и свойств некоторых тяжелых добавок на детонационные характеристики и механические свойства упрочненных сталей 1Х18Н10Т и Г13Л. Изучались модельные ВВ на основе гексогена и водной желатины в качестве пластификатора (состава Г-50, Г-60, цифры — массовое содержание гексогена в процентах) и ВВ на той же основе, содержащие 20% водной желатины и в качестве утяжелителей — сернокислый барий и окись железа (составы Г+BaSO<sub>4</sub> (40, 30, 10), Г+Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (30, 10), цифры — массовое содержание добавки в процентах).

Кроме того, исследованы составы для упрочнения: семтекс-1А и семтекс-1Н (ЧССР). Для построения зависимостей использовались также данные по параметрам детонации, полученные в [5]. Параметры детонации определялись электромагнитным методом в зарядах плоской формы толщиной 20 мм.