

УДК 541.64:539.3

## РАЗРУШЕНИЕ АРАМИДНОГО ВОЛОКНА СВМ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОПЕРЕЧНОМ УДАРЕ<sup>1</sup>

© 2001 г. С. Л. Баженов\*, И. А. Духовский\*\*, П. И. Ковалев\*\*, А. Н. Рожков\*\*\*

\*Институт химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук  
117334 Москва, ул. Косягина, 4

\*\*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
194092 Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

\*\*\*Институт проблем механики Российской академии наук  
117526 Москва, пр. Вернадского, 101, корп. 1

Поступила в редакцию 14.02.2000 г.

Принята в печать 12.04.2000 г.

Экспериментально исследовано поведение арамидных волокон СВМ при поперечном ударе тяжелым металлическим шаром, летящим со скоростью 670 м/с. Испытания проведены на образцах комплексной нити, состоящей из 300 элементарных волокон. Линейная плотность нити 58 текс. Процесс удара регистрировали при помощи высокоскоростной фотосъемки. При ударе происходит разрушение волокон. Расчеты, проведенные на основе классической теории, показывают, что волокна разрушаются не должны. Для разрешения этого противоречия рассмотрены два нелинейных эффекта. Первый связан с нелинейностью зависимости напряжение–деформация при высоких деформациях. Вследствие этого при высокоскоростном ударе формируются дополнительные волны растяжения волокна, амплитуда которых иная, чем при линейном поведении материала. Второй эффект обусловлен сложностью взаимодействия волокна и шара при ударе. При ударе нагружение волокна происходит по крайней мере в две стадии, а не в одну. В результате волокно подвергается дополнительной перегрузке и возникающие напряжения превосходят предел прочности волокна.

### ВВЕДЕНИЕ

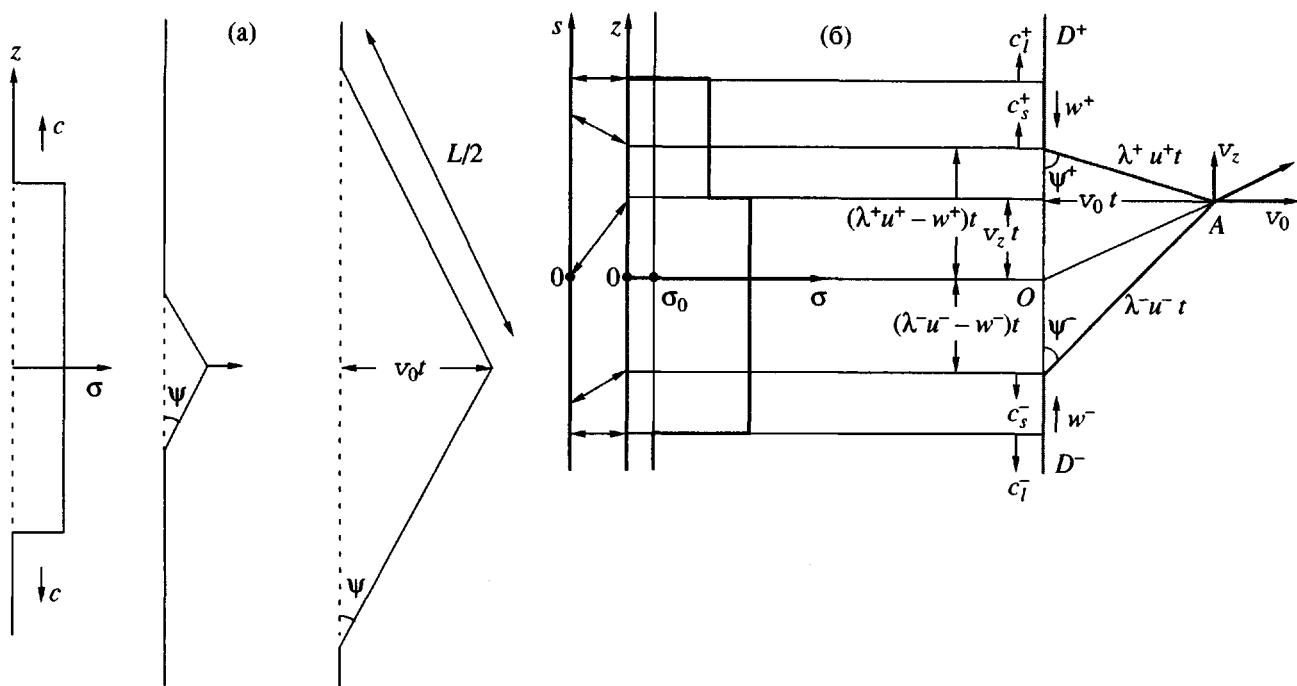
Если концы волокна закрепить и потянуть за его середину в поперечном направлении, то, как известно, форма волокна будет аналогична тетиве натянутого лука. Однако это верно лишь при малой скорости нагружения. При помощи скоростной фотосъемки Рахматулин обнаружил, что при поперечном ударе по волокну в нем появляется волна характерной треугольной формы [1–5]. Формируемый треугольный излом волокна движется вместе с ударником, увеличиваясь в размерах и сохраняя подобие, как показано на рис. 1. Направление роста треугольника перпендикулярно оси волокна. Помимо поперечной волны в волокне появляются две симметричные волны продольного растяжения, которые распространяются вдоль волокна в противоположных направлениях от точки удара со скоростью звука, опережая поперечную

волну [1–5]. В случае линейно-упругого поведения волокно равномерно растянуто после прохождения продольной волны (левая часть рис. 1а).

Более простой “инженерный” вариант теории был развит в работах [6–9]. Этот подход в англоязычной литературе получил название теории Смита. Было показано, что при увеличении скорости удара  $v$  растягивающее напряжение  $\sigma$  возрастает по степенному закону  $\sigma \propto v^{4/3}$  [8, 9]. Экспериментальные исследования неразрушающего поперечного удара по высокопрочным арамидным волокнам Кевлар подтвердили теорию Рахматулина–Смита [10, 11]. Отметим однако, что в ранних работах поперечный удар по волокну с применением скоростного фотографирования исследовали лишь при  $v < 150$  м/с.

При постановке настоящей работы авторы заметили, что при достижении определенной скорости удара напряжение может превысить предел прочности и привести к разрушению волокна.

<sup>1</sup> Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00474).



**Рис. 1.** Схема высокоскоростного удара по вертикально расположенному волокну. а – средняя и правая части рисунка иллюстрируют изменение формы волокна со временем; левая часть рисунка иллюстрирует растяжение волокна по его длине.  $\sigma$  – растягивающее напряжение; б –  $D^+OD^-$  и  $D^+AD^-$  – форма волокна до и после начала соударения. Первоначально ударник попадает в точку  $O$ , которая с течением времени занимает положение, обозначенное точкой  $A$ .

Очевидно, что в этом случае напряжения в волокне отсутствуют и формирование волн невозможно, т.е. выше критической скорости удара волокно должно быть “перерублено” ударником. Как следствие, должна пропасть его способность поглощать энергию удара по механизму “перекачивания” энергии удара в упругую энергию волокна. Предварительные оценки показали, что для высокопрочных арамидных волокон СВМ критическая скорость удара равна  $\sim 800$  м/с, т.е.  $\sim 2.5$  скорости Маха. Цель настоящей работы – исследование поведения нити волокон СВМ при поперечном ударе со скоростью, близкой критической. Сразу же отметим, что критическая скорость оказалась заметно ниже, чем предсказывается классической теорией.

Проблема высокоскоростного (или баллистического) поперечного удара по волокну является довольно общей. Однако наиболее актуальна данная проблема для полимеров. Это обусловлено тем, что при поперечном ударе со скоростью 500–1000 м/с большинство известных материалов, за исключением полимерных волокон, не выдерживают нагрузки, ведут себя хрупко и разрушаются при ударе на множество мельчайших

осколков. Например, хрупко разрушаются высокопрочная сталь и медь (рис. 2).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе использовали схему эксперимента, описанную в работах [12, 13]. Она заключалась в следующем: быстро движущийся стальной шар сталкивался с тонкой длинной нитью. Ось нити и траектория полета шара взаимно перпендикулярны. Диаметр шара 3.0 см. Разгон шара осуществлялся пороховой пушкой. Скорость полета шара  $v_0 = 670 \pm 5$  м/с.

Нить СВМ длиной 30–50 см располагалась вертикально. Ее слегка натягивали легким грузом для распрямления волокон. Вес груза подбирали таким образом, чтобы волокно могло считаться разгруженным. Реально вес груза составлял несколько грамм. Нить состояла из 300 параллельных волокон СВМ диаметром 13 мкм. Линейная плотность нити 58 текс (т.е. вес одного метра равен 58 мг). Плотность волокон  $\rho = 1450$  кг/м<sup>3</sup>. Модуль упругости волокна  $E$ , измеренный на раз-

рывной машине "Instron-1122" на образцах длиной 50 см, составлял  $114 \pm 3$  ГПа.

Процесс удара регистрировали при помощи высокоскоростной фотосъемки [14]. В течение одного опыта фотографирование производили дважды. Временной интервал между моментами фотографирования варьировали. Для сравнения проводили опыты, в которых удар проводился по медной и стальной проволоке.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На представленных фотографиях показаны различные стадии взаимодействия шара с медной проволокой (рис. 2) и волокном СВМ (рис. 3). Время соударения  $\tau \approx D/v_0$  ( $D$  – диаметр и  $v_0$  – скорость шара) составляло  $\tau \approx 45$  мкс. Фотографии на рис. 3 расположены в порядке возрастания времени, прошедшего после соприкосновения шара и волокна. Как указывалось, в одном опыте получали две фотографии. Этими парами являются 3а и 3б; 3в и 3г. Шар движется слева направо. Нить на фотографиях выглядит как черная линия. Перед шаром видна отошедшая головная ударная волна, типичная для сверхзвукового движения в воздухе. При соприкосновении волокна и шара формируется серия вторичных ударных волн. Одна из этих волн, наиболее заметная на фотографии, сначала догоняет, а затем сливается с головной ударной волной. Появление вторичных ударных волн обусловлено движением участков волокна, движущихся с высокой скоростью в результате удара. Кроме того, вторичные ударные волны формируются разлетающимися мелкими осколками волокна.

Важнейшим результатом оказалось то, что наблюдается не только разрушение нити, но и отклонение некоторых наиболее прочных волокон шаром. Та часть нити, которой первой коснулся шар, на определенной стадии взаимодействия разрушается. "Перерубив" нить на две части, шар, "расталкивая" волокна, улетает прочь. Однако до этого в части волокон формируются поперечная волна характерной треугольной формы. Следуя предложенной в работе [15] терминологии, такое поведение нити может быть охарактеризовано как пластическая (ламинарная) деформация. Аналогичное поведение наблюдали при ударе с такой же скоростью по утончающимся капиллярным волокнам высокомолекулярных полимерных растворов [12,13].

Альтернативным вариантом поведения (при той же скорости удара) является разрушение струй глицерина и полимерных растворов [12,13], стальной и медной проволоки (рис. 2). Во всех

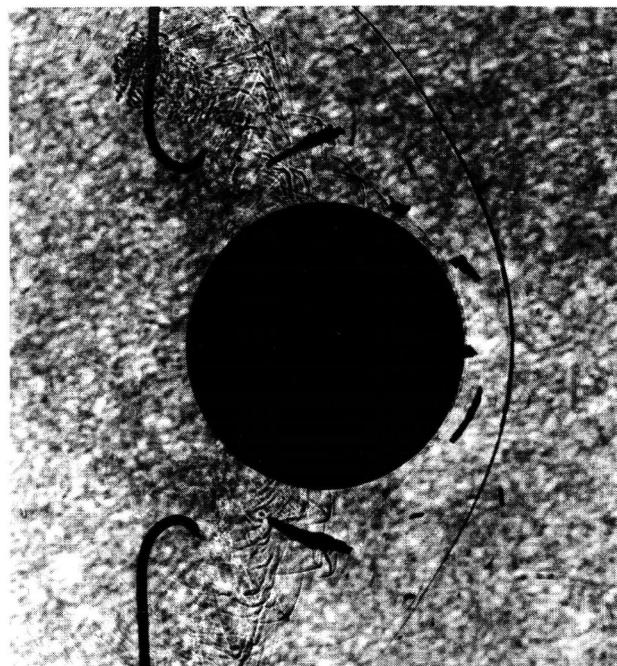
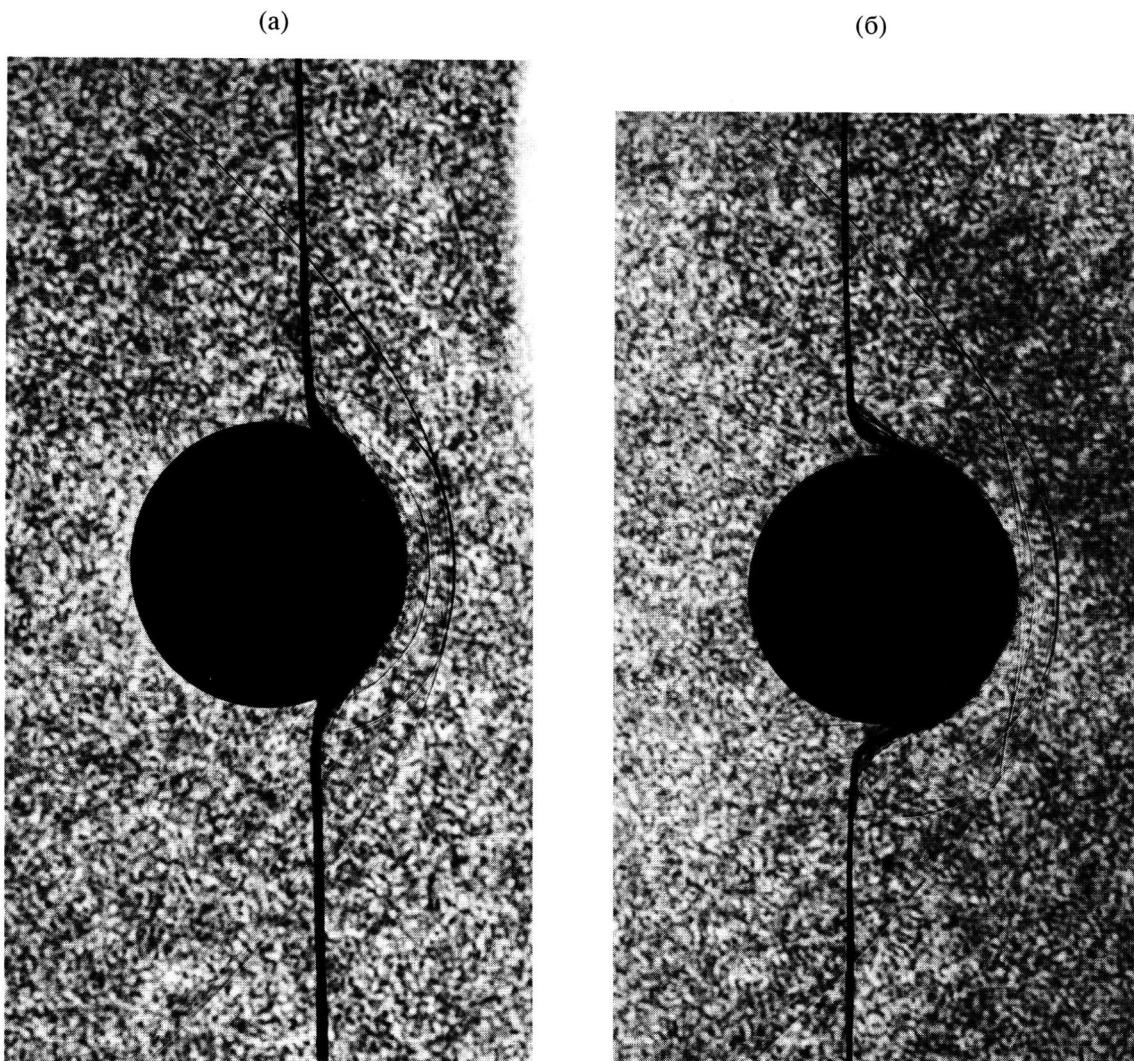


Рис. 2. Ударное разрушение медной проволоки. Диаметр шара 3 см, скорость полета 670 м/с. Направление движения – слева направо.

этих материалах наблюдается высокоскоростной разлет продуктов разрушения при контакте испытуемого материала с поверхностью шара. Поперечные волны не генерируются, а сформировавшиеся в результате удара свободные концы струй или проволок выглядят так, как будто они образовались в результате среза или хрупкого скола. Изгиб медной проволоки свидетельствует о пластической деформации вблизи точки среза. Тем не менее, такое поведение материалов при разрушении называется "хрупким" [15].

Одна из важнейших особенностей поведения нити СВМ при ударе – ее расщепление на множество элементарных волокон в местах изгиба волокна, а также в области разрушения. Расщепление особенно хорошо заметно на финальных стадиях взаимодействия. Рассматривая разрушенные нити после эксперимента, можно убедиться, что в результате удара нити оказываются чрезвычайно распущенными.

По-видимому, наблюдаемое поведение объясняется различной прочностью элементарных волокон. Наименее прочные волокна разрушаются в момент удара, не формируя поперечной волны. Более прочные волокна разрушаются позднее, о чем свидетельствует их отщепление от основной части нити. Эти волокна в течение некоторого времени "держали удар" и двигались вслед за шаром, формируя поперечную волну отклонения.



**Рис. 3.** Последовательность фотографий процесса удара шара по волокну СВМ (условия соударения соответствуют рис. 2). Фотографии а и б получены в одном, в и г – в другом опыте. Время, прошедшее после момента касания волокна и шара, 15.1 (а), 29.03 (б), 53.06 (в) и 64.70 мкс (г).

Главное отличие в поведении медной проволоки и арамидной нити состоит именно в наличии таких волокон. Угол  $\psi$ , под которым отклонены волокна, равен  $31^\circ$ – $34^\circ$ , причем волокон с углом отклонения менее  $31^\circ$  обнаружить не удалось.

Угол отклонения волокна позволяет оценить уровень внутренних напряжений  $\sigma$ , формируемых в волокне на стадии, предшествующей началу разрушения. На этой стадии каждая из попечевых волн может рассматриваться как смещение оси волокна в направлении движения шара, причем скорость смещения совпадает со скоростью шара.

Пусть за временной интервал  $t$  смещению подвергся некоторый участок волокна. В результате

деформирования длина этого участка стала  $L$ . Благодаря удару, волокно приобрело количество движения, равное  $\rho L f v_0$ , где  $\rho$  – плотность материала,  $f$  – сечение деформированного волокна,  $v_0$  – скорость движения шара. Изменение количества движения произошло под действием импульса натяжения волокна, величина которого в направлении движения шара, очевидно, составляет  $t \sigma f \sin \psi$ . Растягивающее напряжение определяется на основании закона сохранения импульса и очевидного кинематического равенства

$$\begin{aligned} L/t &= v_0 / \sin \psi = c_s / \cos \psi \\ \sigma &= \rho V_0^2 / \sin^2 \psi = \rho c_s^2 / \cos^2 \psi \end{aligned}$$

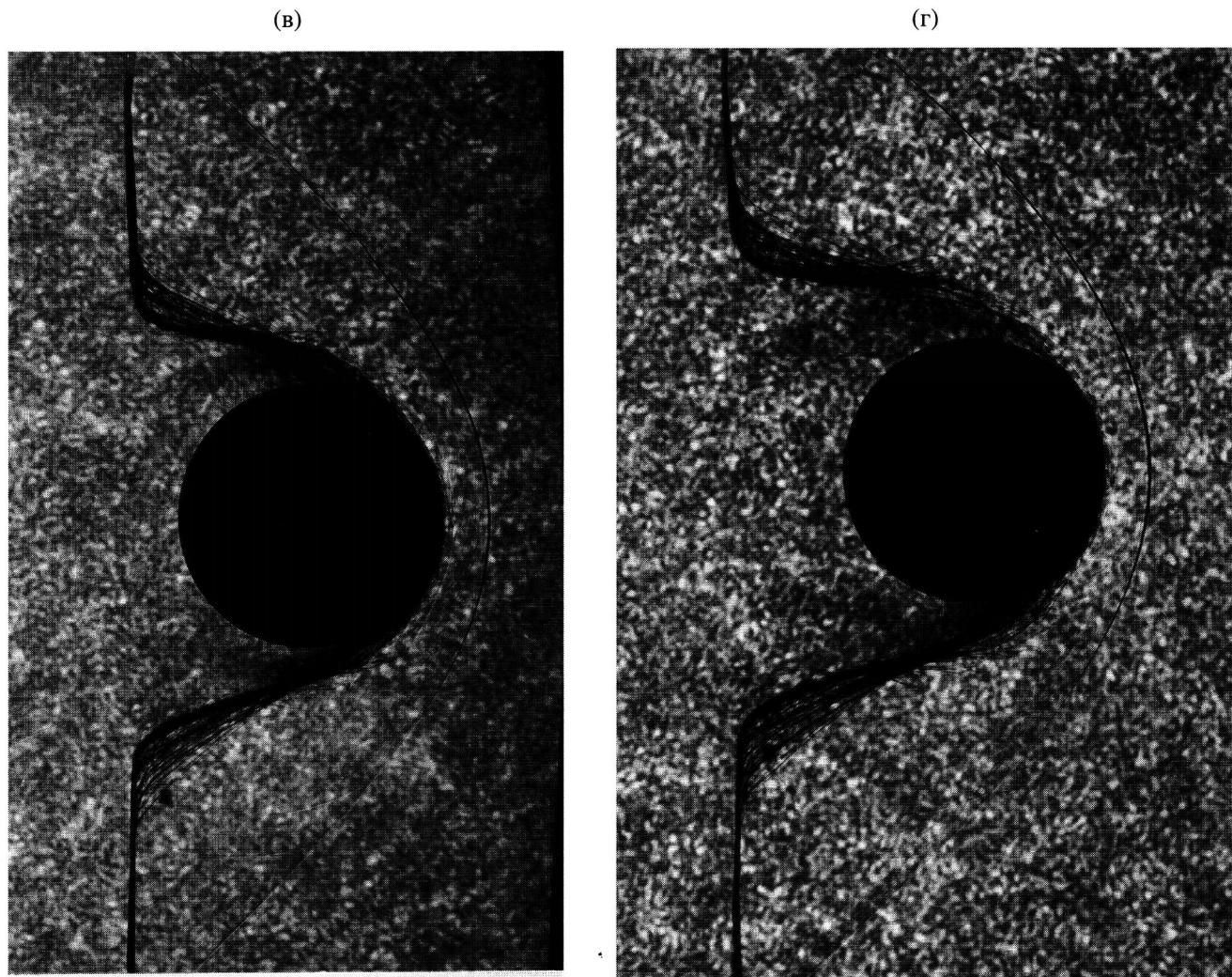


Рис. 3. Окончание.

Заметим, что представленные соотношения получены из закона сохранения импульса без привлечения каких-либо предположений о свойствах материала. Полагая  $\psi = 31^\circ$ ,  $v_0 = 670 \text{ м/с}$ ,  $\rho = 1450 \text{ кг/м}^3$ , получим оценку упругих напряжений в волокне:  $\sigma = 2.45 \text{ ГПа}$ .

Изучение фотографий при увеличении показывает, что в области разрушения кончики разрушенных волокон загнуты. Причина этого, видимо, следующая. При разрыве растянутого волокна появляется волна разгрузки, которая распространяется от точки разрыва со скоростью звука. Вслед за волной разгрузки появляется волна сжатия, амплитуда (напряжение) которой равна амплитуде волны исходного растяжения [4, 5, 16]. Сжатое волокно теряет устойчивость и изгибается. По-

скольку трудно представить, что несколько волокон изгибаются одновременно одинаково, это означает, что на фотографии удается различить отдельные волокна диаметром порядка 13 мкм.

#### АНАЛИЗ ДЕФОРМАЦИИ

Представленные выше данные свидетельствуют, что нить СВМ разрушается при поперечном ударе шаром, движущимся со скоростью 670 м/с. С другой стороны, можно оценить скорость удара, при которой волокно не разрушается, а движется вместе с шаром, формируя рассмотренные выше волны деформаций. Такая оценка возможна, если воспользоваться результатами теории поперечного удара по тонкому волокну [3–5, 8, 9].

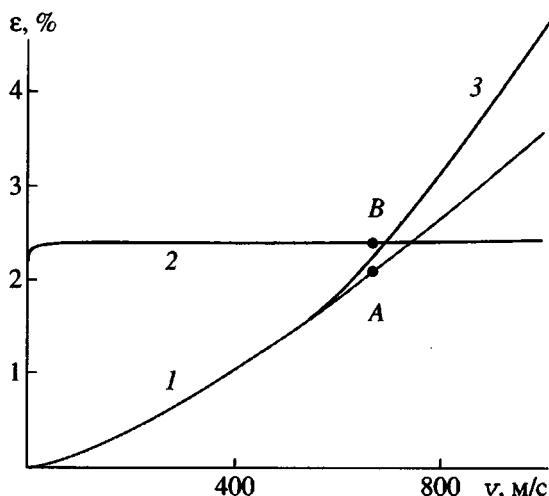


Рис. 4. Зависимость деформации волокна от скорости удара: 1 – теоретическая кривая Рахматулина–Смита; 2 – зависимость деформации разрушения от скорости удара, определенная экстраполяцией результатов лабораторных измерений в область ударных скоростей нагружения; 3 – теоретическая кривая, определенная с учетом нелинейно-упругого деформирования волокна по формуле (4). Пояснения в тексте.

Будет предполагаться, что формируемый треугольный излом волокна движется вместе с ударником, увеличиваясь в размерах и сохраняя подобие как показано на рис. 1а. Далее рассмотрим более общий случай, когда осуществляется косой удар, при котором вектор скорости ударника имеет компоненты  $v_0$  и  $v_z$  (рис. 1б). Трансверсальный удар соответствует частному случаю  $v_z = 0$ . Здесь  $z$  – продольная эйлерова координата,  $S$  – продольная лагранжева координата,  $t$  – время. Предполагается, что волокно подвергнуто предварительному натяжению. В этом случае  $\varepsilon_0$  и  $\sigma_0$  – начальные (до удара) деформация и напряжение в волокне;  $\varepsilon_t = \varepsilon_0 + \varepsilon$  и  $\sigma$  – деформация и напряжение в волокне после прохождения волны нагружения;  $\lambda \equiv 1 + \varepsilon$ ;  $u$  – скорость поперечной волны в лагранжевой системе координат;  $w$  – скорость частиц волокна за фронтом продольной волны деформации в лабораторной системе координат;  $c_l$  – скорость распространения продольной волны в лагранжевой системе координат; скорость распространения поперечной волны в лабораторной системе координат  $c_s = \lambda u - w$ .

Простейшее геометрическое рассмотрение фигуры на рис. 1б приводит к соотношению  $(\lambda u)^2 = (\lambda u - w - (\pm v_z))^2 + v_0^2$ . Знак “плюс” соответствует величинам  $\lambda^+$ ,  $u^+$ ,  $w^+$  (волна распространяется

вверх), знак “минус” соответствует величинам  $\lambda^-$ ,  $u^-$ ,  $w^-$  (волна распространяется вниз). Полученное соотношение может быть преобразовано к виду

$$2\lambda u(w \pm v_z) - (w \pm v_z)^2 = v_0^2 \quad (1)$$

Для линейно-упругого тела и малых деформаций

$$\begin{aligned} \sigma &= E(\varepsilon_0 + \varepsilon), \quad w = c_l \varepsilon, \quad c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \\ u &= \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \lambda}} = c_l \sqrt{\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon}{1 + \varepsilon}} \end{aligned} \quad (2)$$

Скорость продольной волны нагружения совпадает со скоростью звука в волокне:  $c_l = \sqrt{E/\rho}$ , где  $\rho$  – плотность материала волокна,  $E$  – модуль упругости.

Как следует из соотношений (1) и (2), в случае нормального удара и отсутствия начального натяжения волокна ( $v_z = 0$ ,  $\varepsilon_0 = 0$ ,  $\sigma_0 = 0$ ), деформация растяжения определяется только скоростью ударника и упругими свойствами волокна [10]

$$2\varepsilon \sqrt{\varepsilon(1 + \varepsilon)} - \varepsilon^2 = v_0^2/c_l^2 \quad (3)$$

Соотношение (3) позволяет рассчитать деформацию и напряжение в волокне. Воспользуемся этим выражением для определения напряжения в волокне СВМ в проведенных экспериментах при условии, что волокно не разрушилось при ударе. Приведенным выше значениям плотности и модуля упругости ( $\rho = 1450$  кг/м<sup>3</sup>,  $E = 114$  ГПа) соответствует скорость продольной волны нагружения  $c_l = 8867$  м/с (формула (2)). Зависимость деформации от скорости ударника, определяемая соотношением (3), для данных значений параметров представлена кривой 1 на рис. 4, а соответствующая зависимость для напряжения – кривой 1 на рис. 5.

Для скорости удара шара  $v_0 = 670$  м/с реализуется деформация  $\varepsilon = 0.021$  (2.10 %) – точка А на рис. 4. Соответствующее напряжение равно  $\sigma = E\varepsilon = 2.394$  ГПа – точка А на рис. 5. При этом другие параметры процесса принимают следующие значения:  $w = 186$  м/с,  $u = 1271$  м/с,  $c_s = 1112$  м/с.

Сравним рассчитанные величины деформации и напряжения с результатами прочностных измерений нитей СВМ, проведенных на разрывной машине “Instron-1122”. На рис. 6 приведена зависимость разрушающего напряжения от величины обратной скорости деформации. Величина разрушающего напряжения растет с повышением скорости растяжения, причем в координатах графи-

ка на рис. 6 наблюдается практически линейная зависимость. Такое поведение соответствует формуле Журкова, которая в координатах  $\ln t^* - \sigma^*$  предсказывает линейное снижение долговечности материала при увеличении нагрузки [17], где  $\sigma^*$  – разрушающее напряжение,  $t^*$  – долговечность материала.

В силу очевидной аналогии формула Журкова может быть использована в качестве линейной аппроксимирующей зависимости для экспериментальных данных, если в качестве долговечности использовать величину, обратную скорости деформации. Характерное время нагружения волокна при ударе шара имеет порядок  $t \approx D/v_0$ , где  $D$  – диаметр шара. Экстраполяция аппроксимирующей зависимости на значения долговечности  $t \approx D/v_0$ , которые соответствуют условиям ударного эксперимента, определяет эффективную прочность волокна при ударе  $\sigma^*$  (рис. 6), а также соответствующую эффективную разрушающую деформацию  $\varepsilon^* = \sigma^*/E$ . Кривая 2 на рис. 5 соответствует зависимости эффективной прочности от скорости шара, рассчитанной путем экстраполяции. Аналогично кривая 2 на рис. 4 отвечает максимально допустимой деформации волокна при данной скорости движения шара.

Для скорости шара  $v_0 = 670$  м/с характерное время нагружения оценивается как  $t \approx D/v_0 = 45$  мкс. Ему соответствует эффективная прочность волокна  $\sigma^* = 2.8$  ГПа (точка  $B$  на рис. 5) и разрушающая деформация  $\varepsilon^* = \sigma^*/E \approx 2.42\%$  (точка  $B$  на рис. 4).

Оценка прочности волокон при ударе на основании классической теории (3), приводит к выводу, что в проведенных экспериментах волокно СВМ должно выдержать удар и деформироваться без разрушения. На рис. 4 кривая 2 описывает максимально допустимую деформацию волокна. Кривая 1 отвечает теоретической зависимости деформации волокна от скорости удара. При скорости шара  $v_0 = 670$  м/с точка  $B$  на кривой 2 расположена выше соответствующей точки  $A$  на кривой 1. Как видно из рис. 4, лишь при скорости ударника 770 м/с деформация волокна достигнет критического уровня. Аналогичные данные для напряжений представлены на рис. 5. Однако, как показали эксперименты, волокно СВМ стабиль-

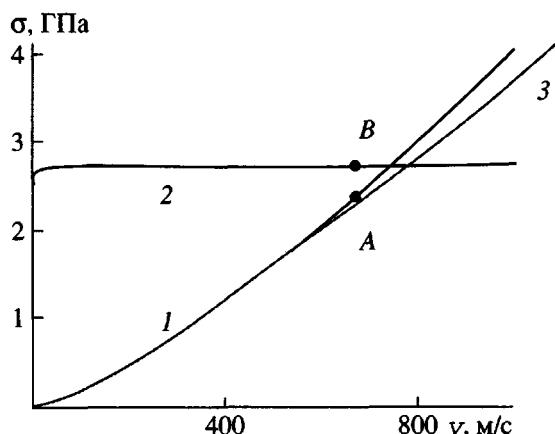


Рис. 5. Зависимость напряжения в волокне от скорости удара: 1 – теоретическая кривая Рахматулина–Смита; 2 – зависимость напряжения разрушения от скорости удара, определенная путем экстраполяции данных лабораторных измерений; 3 – теоретическая кривая, определенная с учетом нелинейно-упругого деформирования волокна. Пояснения в тексте.

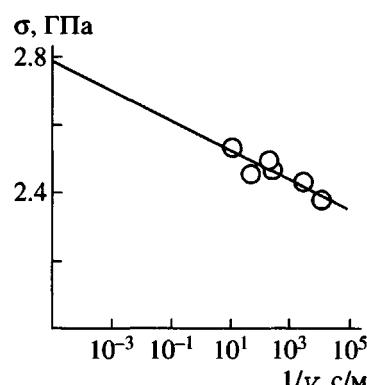


Рис. 6. Зависимость разрушающей нагрузки от обратной скорости деформации.

но разрушается при ударе со скоростью 670 м/с. Возможные причины такого поведения волокон обсуждаются ниже.

### НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В данном разделе рассматривается один из возможных механизмов снижения эффективной прочности волокна. В основе рассмотрения лежит учет нелинейного деформирования волокна при относительно высоких ( $>2\%$ ) деформациях. С целью исследования упругого поведения волокна была измерена зависимость напряжения в нити от деформации (рис. 7). Кривая линейна на начальном участке. При  $\varepsilon > 1\%$  появляется нелиней-

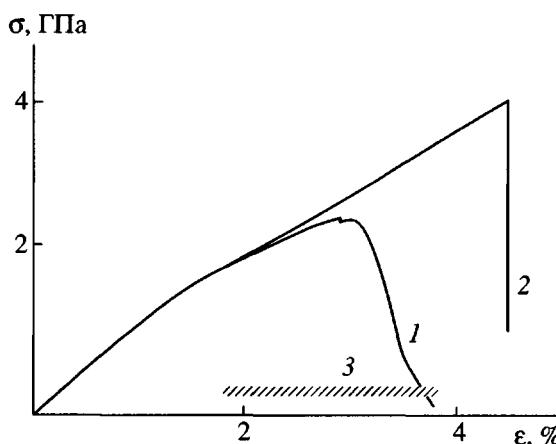


Рис. 7. Зависимость напряжения растяжения от деформации. 1 – нить СВМ длиной 30 мм, 2 – композит из нити, 3 – интервал разрушения волокон.

ность, обусловленная ползучестью волокон [18]. При  $\epsilon > 1.8\%$  кривая становится негладкой и на ней появляются небольшие зубцы. Растяжение нити с малой скоростью (0.2 мм/мин) показывает, что эти зубцы обусловлены визуально наблюдаемым обрывом отдельных волокон. Обрыв волокон происходит в интервале деформаций 1.8–3.7%, что обусловлено неодинаковой прочностью волокон [19, 20]. Интервал разрушения волокон отмечен на рис. 7 штриховкой. На кривой 1 имеется максимум, определяющий прочность нити. Разрушение нити не является катастрофическим, и значительная доля волокон остается не разрушенной за максимумом нагрузки. Это обусловлено отсутствием взаимодействия между волокнами, которые разрушаются независимо.

Кривая 2 соответствует диаграмме  $\sigma$ – $\epsilon$  для композита (микропластика), полученного из одной нити. Микропластик имеет более высокую прочность и влиянием обрыва волокон на напряжение можно пренебречь. В связи с этим можно считать, что кривая 2 также описывает напряжение в сохранившихся волокнах в нити. Отношение нагрузки в нити к нагрузке композита определяет долю сохранившихся волокон в нити. В максимуме нагрузки доля разрушенных волокон СВМ в нити составляет лишь 5–10 %. Наиболее прочные волокна разрываются при деформациях, значительно превосходящих разрывную деформацию нити. В наиболее прочных волокнах напряжения достигают прочности микропластика 3.3 ГПа.

Рассмотрим теперь, как распространяются волны в волокне, деформирование которого опи-

сывается зависимостью, представленной на рис. 7. Приведенные выше соотношения для скоростей распространения волн нагрузок справедливы лишь для линейной (гуковой) зависимости напряжения от деформации. Если же зависимость нелинейная, то появляется дисперсия скорости волн. Волны с различной амплитудой деформации  $\epsilon$  распространяются по волокну с различной скоростью  $c_l(\epsilon)$ , величина которой в лагранжевой системе координат равна  $c_l(\epsilon) = \sqrt{(1/\rho)(d\sigma(\epsilon)/d\epsilon)}$  [21, 22].

Для простоты представим зависимость напряжение–деформация, приведенную на рис. 7, в виде непрерывной функции, состоящей из двух линейных участков. Первый соответствует области  $\epsilon = 0$ –1.8 %, а другой –  $\epsilon > 1.8\%$ . Иными словами,  $\sigma = E_1\epsilon$  при  $\epsilon \leq \epsilon_{01} = 0.018$  и  $\sigma = \sigma_1 + E_2(\epsilon - \epsilon_{01})$  при  $\epsilon > \epsilon_{01} = 0.018$ , где  $E_1 = 114$  ГПа,  $E_2 = 58.5$  ГПа,  $\sigma_1 = E_1\epsilon_{01} = 2.052$  ГПа. Подобное представление называют моделью Прандтля.

Наклоны прямых  $d\sigma(\epsilon)/d\epsilon$  определяют скорости распространения волн продольной нагрузки. Деформации, лежащие в диапазоне 0–1.8 %, распространяются в волокне со скоростью  $c_l \approx 8.9$  км/с, а деформации, превосходящие 1.8 %, распространяются более медленно, со скоростью  $c_l \approx 6.4$  км/с (в лагранжевой системе координат). С увеличением скорости ударника растет деформация волокна  $\epsilon$ . Как только деформация превысит 1.8 %, продольная волна растяжения расщепляется на две волны. Первая формирует деформацию 1.8 %, а следующая за ней волна дополнительно растягивает волокно. Скорость ударника, при которой возникает расщепление, определяется уравнением (3), если в нем положить  $\epsilon = 0.018$ . Для данного волокна эта критическая скорость  $v_0^* = 600$  м/с. В общем случае выпуклой гладкой зависимости  $\sigma$ – $\epsilon$  формируется непрерывный спектр продольных волн растяжения [21, 22].

Найдем, каким образом деформация растяжения зависит от скорости ударника в нелинейной области. Вторая волна растяжения распространяется по волокну, которое уже растянуто первой волной до уровня  $\epsilon_{01} = 0.018$  и приведено в движение со скоростью  $w_{01} = c_{l1}\epsilon_{01}$ . В нашем случае  $w_{01} = 160$  м/с. Вторая волна дополнительно растягивает волокно и ускоряет его в лабораторной системе координат до скорости  $w_{02} = w_{01} + w_{12}$ , где  $w_{12} = c_{l2}(\epsilon_{02} - \epsilon_{01})$ ,  $\epsilon \equiv \epsilon_{02} \equiv \lambda_{02} - 1$  – суммарная деформация волокна после прохождения второй волны растяжения. Представленные здесь соотношения следуют из условия сохранения массы волокна при деформировании. Если деформация волокна после прохождения второй волны рас-

тяжения не превосходит величину разрушающей деформации, то, согласно представлениям [21, 22], волны движутся как при гуковом поведении материала (рис.1). Разница заключается лишь в том, что растяжение происходит в две стадии, а не в одну. При этом остается справедливой формула (1), в которой  $\lambda = 1 + \epsilon$ ,  $u =$

$$= \sqrt{\sigma/(\rho\lambda)} = \sqrt{(c_{11}^2\epsilon_{01} + c_{12}^2(\epsilon - \epsilon_{01}))/((1 + \epsilon))}, w = \\ = w_{02} = c_{11}\epsilon_{01} + c_{12}(\epsilon - \epsilon_{01}), v_z = 0. \text{ Получаемое соотношение определяет искомую зависимость суммарной деформации волокна от скорости ударника и параметров материала } \epsilon = \epsilon(v_0, \epsilon_{01}, c_{11}, c_{12}).$$

$$2\sqrt{(c_{11}^2\epsilon_{01} + c_{12}^2(\epsilon - \epsilon_{01}))((1 + \epsilon)(c_{11}\epsilon_{01} + c_{12}(\epsilon - \epsilon_{01})) + \\ + (c_{11}\epsilon_{01} + c_{12}(\epsilon - \epsilon_{01}))^2} = v_0^2 \quad (4)$$

Соотношение (4) определяет зависимость  $\epsilon = \epsilon(v_0)$ , которая представлена кривой 3 на рис. 4. Соответствующие данные для напряжений приведены на кривой 3 рис. 5. Таким образом, при ударе деформация волокна СВМ оказывается несколько больше, чем это следует из классической теории для гука тела. Что касается напряжений, то они оказались даже несколько ниже тех, которые получаются по классической теории. Как показано выше, такое поведение обусловлено нелинейным упругим деформированием волокна при растяжении. Теория предсказывает, что при скорости удара 670 м/с волокна деформируются до уровня 2.27% (напряжение при этом равно 2.3 ГПа), что несколько выше значения 2.10%, предсказанных исходя из классических представлений (точка A на рис. 4). Вместе с тем, полученное значение ниже, чем критическое значение деформации 2.41%, полученное путем экстраполяции данных по влиянию нагрузки на долговечность волокон (точка B на рис. 4). Более того, как свидетельствует зависимость напряжения от деформации на рис. 7, волокно сохраняет сплошность при деформациях, превышающих 3%. Таким образом, учет нелинейных эффектов при деформировании волокна не позволяет объяснить разрушение волокна при ударе шара при данных параметрах процесса.

Обсуждение второго возможного механизма разрушения представлено в следующем разделе.

В заключение данного раздела заметим, что влияние нелинейного деформирования на величину растягивающего напряжения в волокне СВМ оказалось малосущественным. Об этом свидетельствует сравнение параметров процесса для линейного гука поведения материала и параметров процесса для нелинейного пластического пове-

дения материала:  $u = 1250$  м/с,  $w = 190$  м/с,  $c_s = \lambda u - w = 1100$  м/с,  $\psi = \arctg(v_0/c_s) = 31.5^\circ$ . Последняя величина, в частности, точно совпада с углом отклонения оси волокна  $\psi$ , которое наблюдается в эксперименте для наиболее прочных волокон. Это обстоятельство свидетельствует о непротиворечивости предложенной модели процесса.

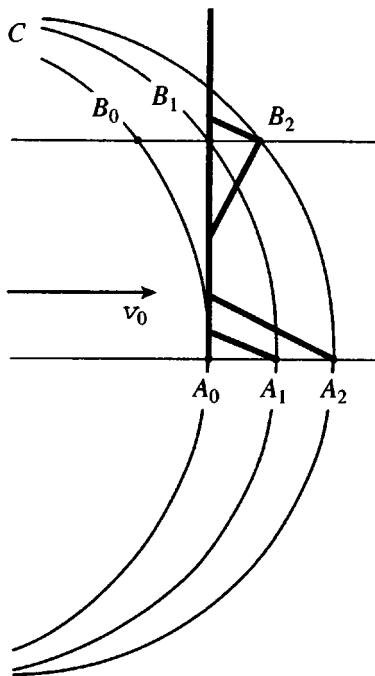
### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ШАРОМ. ПАРАДОКС САМОРАСПАДА ВОЛОКНА

До сих пор предполагалось, что соударение происходит в одной точке. Рахматуллин [4, 5] рассмотрел поперечный удар по гибкой нити телом более сложной формы пренебрегая трением между нитью и поверхностью тела. В работе [3] исследовался косой удар точечного ударника по волокну с учетом трения. В данном разделе анализируется взаимодействие шара с нитью. Трение будет предполагаться настолько значительным, чтобы исключить проскальзывание. Критерий такого поведения можно найти в работе [3]. Предполагается, что удар является центральным, и вектор скорости шара лежит в плоскости, проходящей через центр шара и ось нити. Анализ предлагается провести в рамках "физического" представления, в котором шар моделируется многоугольником ABC..., вписанным в окружность, радиус которой равен радиусу шара (рис. 8). Такое представление позволяет, с одной стороны, моделировать взаимодействие нити с шероховатой поверхностью (или с неким "зубчатым" телом). С другой стороны, предельный переход при бесконечном увеличении числа точек дает возможность моделировать гладкую поверхность. В силу симметрии задачи анализ ограничим полуплоскостью, лежащей выше траектории полета шара.

Рассмотрим соударение волокна и отдельных точек многоугольника ABC... Каждое соударение формирует два типа волн: продольный и поперечный, распространяющиеся по волокну в лабораторной системе координат со скоростями  $c_l$  и  $c_s$  ( $c_l > c_s$ ) соответственно. В начале соударения скорость точки касания шара и волокна очень высока и превышает скорость звука в волокне. На этой стадии волна нагрузки не может вырваться за границы зоны контакта шара и волокна. Точка касания перемещается по шару со скоростью

$$v_t = v_0(1 - \xi)/\sqrt{2\xi - \xi^2} \approx v_0/\sqrt{2\xi},$$

где  $\xi = x/R$ ,  $x$  – расстояние, которое шар прошел после момента касания волокна и шара,  $R$  – радиус шара,  $v_0$  – скорость шара. Скорость точки касания падает со временем. На некоторой стадии



**Рис. 8.** Модель соударения. Поверхность ударяющего тела представлена в виде дискретного набора точек  $A, B, C \dots$ .

взаимодействия эта скорость уменьшается до уровня скорости продольной волны  $c_l$ . Затем продольная волна выходит за границы зоны контакта и начинает распространяться по волокну.

Рассмотрим две соседние точки  $A$  и  $B$ , которые принадлежат той части дуги, где  $c_s < v_t < c_l$  (рис. 8). Пусть точка  $A$  является первой точкой дуги, которая сталкивается с волокном после появления возможности выхода волны продольной деформации за границы области контакта сферы и волокна. Для простоты примем, что волокно было разгружено до удара. Тогда точка  $A$  взаимодействует с разгруженным и неподвижным волокном. В результате взаимодействия точка  $A$  генерирует в волокне волны продольной и поперечной деформации.

Точка  $B$  в свою очередь соударяется с той частью волокна, которая уже оказалась подвергнутой продольной деформации (формируемой точкой  $A$ ), но до которой еще не дошла волна поперечного отклонения. Кроме того, вследствие прохождения волны продольной деформации эта часть волокна приобрела направленную вниз вертикальную компоненту скорости.

В результате соударения точка  $B$  формирует в волокне дополнительные продольные и поперечные волны. Схема взаимодействия представлена на рис. 8. Индексы “0” и “1” соответствуют мо-

ментам касания шара с точками  $A$  и  $B$ , а индекс “2” – некоторому моменту времени после касания точки  $B$  и волокна. Конфигурации волокна  $A_0B_0$ ,  $A_1B_1$ ,  $A_2B_2$  описывают его форму указанным моментам времени.

Деформации, которые развиваются в волокне в результате этих соударений, описываются соотношениями (1) и (2). Чтобы найти деформацию волокна, формируемую точкой  $A$ , в указанных выражениях следует положить  $v_z = 0$ ,  $\varepsilon_0 = 0$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_{01}$  ( $\varepsilon_{01}$  – деформация волокна формируемая столкновением с точкой  $A$ ). Результатом будет соотношение (3), в котором  $\varepsilon = \varepsilon_{01}$ . Чтобы найти дополнительную деформацию волокна, формируемую точкой  $B$ , в уравнениях (1) и (2) следует положить  $\varepsilon_0 = \varepsilon_{01}$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_{12}$ , где  $\varepsilon_{12}$  – деформация, формируемая столкновением с точкой  $B$  (переход “1–2”). Так как взаимодействующая с точкой  $B$  часть волокна движется со скоростью  $w_{01} = c_l \varepsilon_{01}$ , угол между направлением удара и осью волокон отличен от  $90^\circ$ , т.е. удар является косым. В уравнении (1) в этом случае следует положить  $v_z = w_{01} = c_l \varepsilon_{01}$  и сохранить знаки “плюс” и “минус” для описания волн, распространяющихся соответственно вверх и вниз по волокну. В дальнейшем знаками “плюс” и “минус” будут отмечены величины деформации волокна выше и ниже точки  $B$  соответственно. Тогда уравнения (1)–(3) устанавливают следующее соотношение:

$$2(1 + \varepsilon_{12}) \sqrt{\frac{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{12}}{1 + \varepsilon_{12}}} (\varepsilon_{12} \pm \varepsilon_{01}) - (\varepsilon_{12} \pm \varepsilon_{01})^2 = \\ = \frac{v_0^2}{c_l^2} = 2\varepsilon_{01}^{3/2} \sqrt{(1 + \varepsilon_{01})} - \varepsilon_{01}^2 \quad (5)$$

Рассмотрим сначала волну деформации, распространяющуюся вниз от точки  $B$ . В случае малых деформаций  $\varepsilon \ll \sqrt{\varepsilon} \ll 1$  выражение (5) преобразуется к виду  $(1 + \zeta)^{1/2}(\zeta - 1) = 1$ , где  $\zeta = \varepsilon_{12}^- / \varepsilon_{01}$ . Последнее уравнение имеет решение  $\zeta = (1 + \sqrt{5})/2$ , и суммарная деформация волокна в волне, распространяющейся вниз от точки  $B$ , равна:  $\varepsilon_{02}^- = \varepsilon_{01} + \varepsilon_{12}^- = (3/2 + \sqrt{5}/2)\varepsilon_{01} \approx 2.618\varepsilon_{01}$ . Таким образом, в результате соударения двух соседних точек дуги с волокном, результирующая деформация оказывается более чем в 2.5 раза выше деформации, сформированной единичной точкой. Обнаруженная перегрузка, вероятно, приводит к разрушению волокна при такой скорости, когда, по

классическим представлениям, разрушения быть не должно.

Рассмотрим теперь волну, распространяющуюся вверх по волокну от точки  $B$  – знак “плюс” в уравнении (5). Обратим внимание, что решение уравнения (5)  $\varepsilon_{12}^+ > 0$ . Следовательно, точка  $B$  формирует дополнительную волну, которая распространяется вверх по волокну. Столкновение каждой следующей точки с волокном формирует следующую дополнительную конечную деформацию. На рис. 9 показано как растет деформация с каждым новым столкновением (зависимость получена путем численного решения рекуррентной формулы (5)). Поскольку гладкая дуга состоит из бесконечного числа точек, бесконечная деформация будет формироваться в волокне при взаимодействии с телом, движущимся с любой скоростью. Иными словами, любое столкновение должно приводить к разрушению. Этот парадоксальный вывод противоречит жизненному и научному опыту.

Таким образом, с одной стороны, удалось предложить механизм, объясняющий разрушение волокна при достаточно низких скоростях удара. С другой стороны, мы столкнулись с выводом, который не позволяет признать непротиворечивость предложенной модели явления.

### НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Достаточно очевидно, что указанный парадокс может быть разрешен, если принять во внимание нелинейные деформационные эффекты. Интуиция подсказывает, что амплитуда вторичной волны, распространяющейся вверх по волокну, должна быть равна нулю  $\varepsilon_{12}^+ = 0$ . Уравнение (5) определяет значение  $\varepsilon_{12}^+$  в результате нахождения малой разности больших чисел. В такой ситуации малые неточности в определении значений членов уравнения могут привести к большой ошибке в определении значения  $\varepsilon_{12}^+$ . Поэтому, видимо, необходимо подвергнуть сомнению правомерность линеаризации при определении деформации волокна. Далее рассмотрим удар по волокну с учетом его нелинейного поведения.

Как следует из теории распространения нелинейных упругих волн в тонком высокоэластичном волокне, скорости продольной и поперечной волн определяются соотношениями [23]

$$c_i = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d(\sigma/\lambda)}{d\lambda}}, \quad u = \sqrt{\frac{1}{\rho \lambda^2}} \quad (6)$$

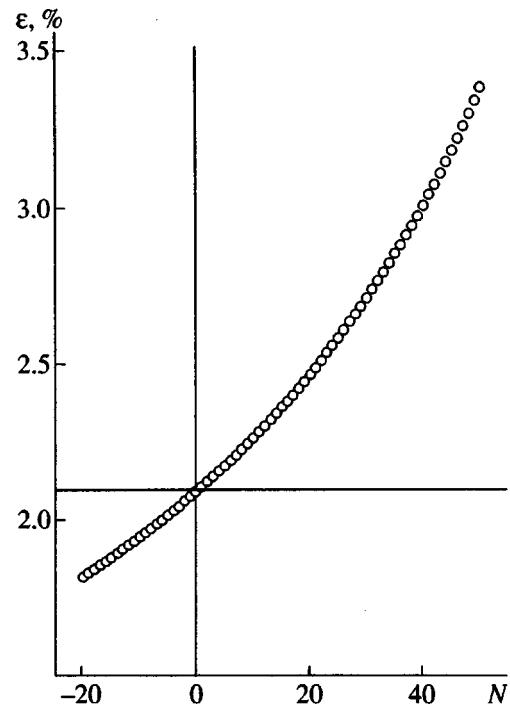


Рис. 9. Зависимость деформации волокна от числа точек  $A, B, C \dots$ , с которыми произошло соударение.

Напомним, что  $\sigma$  является суммарным осевым напряжением в волокне,  $\lambda \equiv 1 + \varepsilon$  – это степень растяжения волокна, вызванная текущим воздействием,  $u$  – скорость текущей поперечной волны в лагранжевой системе координат.

Выражения (6) несколько отличаются от соответствующих соотношений (2). На первый взгляд, для малых деформаций отличие между уравнениями (6) и (2) незначительно, однако учет этих малых нелинейных эффектов является тем ключевым фактором, который позволяет понять причину возникновения парадокса предыдущего раздела.

Будем использовать закон Гука в форме  $\sigma = E\lambda_r(\lambda_r - 1)$ , где  $E$  – упругий модуль,  $\lambda_r$  – суммарная степень растяжения волокна. Эта форма записи обеспечивает линейную зависимость растягивающей силы от деформации. Действительно, для несжимаемого материала сечение волокна изменяется с растяжением как  $f = f_0/\lambda_r$ , где  $f_0$  – начальное сечение. Следовательно, сила растяжения есть  $F = \sigma f = E\lambda_r(\lambda_r - 1)f_0/\lambda_r = E(\lambda_r - 1)f_0 \equiv E\varepsilon_r f_0$ .

Следующие соотношения описывают взаимодействия точки *A* с волокном (которое разгружено перед началом взаимодействия  $\lambda_t = \lambda_{01}$ ):

$$c_{l1} = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d[E\lambda_{01}(\lambda_{01}-1)/\lambda_{01}]}{d\lambda_{01}}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = c_l$$

$$u_1 = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{E\lambda_{01}(\lambda_{01}-1)}{\lambda_{01}^2}} = c_l \sqrt{\frac{\varepsilon_{01}}{1+\varepsilon_{01}}}$$

Найденные значения соответствуют ранее рассмотренному линейному случаю, никаких новых эффектов не возникает, а деформация, сформированная точкой *A*, описывается уравнением (3).

Однако для столкновения точки *B* с ранее нагруженным волокном получаются соотношения, отличные от линейного случая:

$$\lambda_t = \lambda_{02} = \lambda_{01}\lambda_{12}$$

$$c_{l2} = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d(E\lambda_{02}(\lambda_{02}-1)/\lambda_{12})}{d\lambda_{12}}} =$$

$$= c_l \sqrt{\frac{d(\lambda_{01}\lambda_{12}(\lambda_{01}\lambda_{12}-1)/\lambda_{12})}{d\lambda_{12}}} = c_l\lambda_{01}$$

$$w_2 = c_{l2}\varepsilon_{12} = c_l\lambda_{01}(\lambda_{12}-1)$$

$$u_2 = \sqrt{\frac{E\lambda_{02}(\lambda_{02}-1)}{\lambda_{12}^2}} = c_l \sqrt{\frac{\lambda_{01}\lambda_{12}(\lambda_{01}\lambda_{12}-1)}{\lambda_{12}^2}} = \\ = c_l \sqrt{\lambda_{01}^2 - \frac{\lambda_{01}}{\lambda_{12}}}$$

$$v_z = w_1 = c_l\varepsilon_{01} \equiv c_l(\lambda_{01}-1)$$

Подстановкой этих соотношений в уравнение (1) с учетом формулы (3) определяем зависимости  $\lambda_{12}^-$  (или  $\varepsilon_{12}^-$ ),  $\lambda_{12}^+$  (или  $\varepsilon_{12}^+$ ) от  $\lambda_{01}$  (или  $\varepsilon_{01}$ ):

$$2\lambda_{12} \sqrt{\lambda_{01}^2 - \frac{\lambda_{01}}{\lambda_{12}}} (\lambda_{01}(\lambda_{12}-1) \pm (\lambda_{01}-1)) - \\ - (\lambda_{01}(\lambda_{12}-1) \pm (\lambda_{01}-1))^2 \equiv \\ \equiv 2(1+\varepsilon_{12}) \sqrt{(1+\varepsilon_{01}) \frac{\varepsilon_{01} + \varepsilon_{12} + \varepsilon_{01}\varepsilon_{12}}{1+\varepsilon_{12}}} \times \\ \times (\varepsilon_{12}(1+\varepsilon_{01}) \pm \varepsilon_{01}) - (\varepsilon_{12}(1+\varepsilon_{01}) \pm \varepsilon_{01})^2 = \\ = \frac{v_0^2}{c_l^2} = 2\varepsilon_{01}^{3/2} \sqrt{(1+\varepsilon_{01})} - \varepsilon_{01}^2 \equiv \\ \equiv 2\sqrt{(\lambda_{01}-1)^3 \lambda_{01}} - (\lambda_{01}-1)^2$$
(7)

Сравним соотношения (7) и (5), описывающие деформацию волокна при соударении с точкой *B* в нелинейном и линейном случаях соответственно. Теории дают близкие результаты, если малоамплитудные упругие волны распространяются вниз по волокну (знак "минус"). В обоих случаях в волокне деформация растяжения более чем в 2.5 раза выше, чем при ударе единичной точкой.

Однако для волны деформации, распространяющейся вверх по волокну (знак "плюс"), деформация  $\varepsilon_{12}^+ = 0$  ( $\lambda_{12}^+ = 1$ ) является решением уравнения (7). Это означает, что точка *B* не создает никакой дополнительной продольной деформации в части волокна, которая располагается выше точки *B*. В то же время данная точка формирует волну отклонения в этой части волокна. Скорость поперечной волны в лабораторной системе координат равна

$$c_{s2}^+ = \lambda_{12}^+ u_2^+ - w_2^+ - v_z = \lambda_{12}^+ c_l \sqrt{\lambda_{01}^2 - \frac{\lambda_{01}}{\lambda_{12}^+}} - \\ - c_l\lambda_{01}(\lambda_{12}^+ - 1) - c_l(\lambda_{01} - 1) = c_l(\sqrt{\varepsilon_{01}(1+\varepsilon_{01})} - \varepsilon_{01})$$

Получено то же значение, что и в случае столкновения волокна с точкой *A*. Таким образом, дополнительная поперечная волна, формируемая точкой *B*, распространяется с той же скоростью, что и поперечная волна, сформированная точкой *A*. Из последнего уравнения и выражения (6) получаем формулу:  $\sigma^+ = \rho(c_s^+ + c_l\varepsilon_{01})^2$ . Совместно с ранее выведенным соотношением  $\sigma = \rho c_s^2 / \cos^2 \psi$  она подтверждает справедливость оценки работ [12,13]  $\sigma \approx \rho c_s^2$ .

Столкновения волокна с новыми точками дуги будут продолжаться до тех пор, пока скорость поперечной волны не превысит скорость движения точки пересечения дуги и линии, которая соответствует начальному состоянию волокна. Это произойдет при  $c_{s1} \approx (v_0^2 c_l/2)^{1/3} \geq v_t \approx v_0/\sqrt{2\xi}$ . Как только шар сместится после начала столкновения на расстояние  $x \approx R_0(v_0/c_l)^{2/3}/2^{1/3}$ , точка контакта волокна и шара остановится в системе отсчета, связанной с шаром, и далее поперечная волна будет формироваться одной и той же точкой дуги (шара).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено, что волокно СВМ разрушается жестким шаром, движущимся со скоростью 670 м/с. Это противоречит обще-

принятой теории Рахматулина–Смита. При этом наблюдается ярко выраженная прочностная дисперсия волокон: большинство волокон разрушается в первый момент удара, однако небольшая доля наиболее прочных волокон первоначально выдерживает удар и разрушается лишь на поздних стадиях взаимодействия.

Попытка объяснить обнаруженное противоречие путем учета нелинейного упругого деформирования волокна при больших деформациях не увенчалась успехом. Даже двукратное уменьшение эффективного модуля упругости при больших деформациях не ведет в рассмотренных условиях к существенному изменению деформационных и динамических характеристик процесса.

Более плодотворным оказался подход, учитывающий форму ударника: соударение с шаром представляется в виде взаимодействия одномерного волокна с дискретным набором точек, лежащих на дуге. В этом случае благодаря сложению деформаций, формируемых соседними точками, суммарная деформация волокна может быть значительно выше, чем при ударе единичной точкой. При этом существенно, что непротиворечивую модель многостадийного удара удалось построить лишь при учете нелинейных эффектов конечных деформаций.

В работе предложена лишь “грубая” модель, которая показывает возможный механизм снижения эффективной прочности волокна при высокоскоростном ударе. Возможно, что учет проскальзывания волокна на поверхности шара, а также соизмеримость толщины волокна с неровностями поверхности шара, существенно модифицируют полученные результаты.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Берлину и В.М. Ентову за полезное обсуждение работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рахматулин Х.А. // Прикладная математика и механика. 1945. Т. 9. № 1. С. 19.
2. Рахматулин Х.А. // Прикладная математика и механика. 1945. Т. 9. № 6. С. 449.
3. Рахматулин Х.А. // Прикладная математика и механика. 1947. Т. 11. № 3. С. 379.
4. Рахматулин Х.А. // Прикладная математика и механика. 1952. Т. 16. № 1. С. 23.
5. Рахматулин Х.А., Шапиро Г.С. // Изв. АН СССР. Отд. техн. н. 1955. № 2. С. 68.
6. Cole J.D., Dougherty C.B., Huth J.H. // J. Appl. Mechanics. 1953. V. 20. № 4. P. 417.
7. Ringleb F.O. // J. Appl. Mechanics. 1957. V. 24. № 3. P. 417.
8. Smith J.C., McCrackin F.L., Schiefer H.F. // Textile Res. J. 1958. V. 28. P. 288.
9. Smith J.C., Blandford J.M., Schiefer H.F. // Textile Res. J. 1960. V. 30. P. 752.
10. Field J.E., Sun Q. // Proc. 19 Int. Congr. on High-Speed Photography and Photonics. Cambridge, 1990. P. 703.
11. Morrison C.E. Ph.D. Thesis. U.K: Univ. of Surrey, 1984.
12. Духовский И.А., Ковалев П.И., Рожков А.Н. // Докл. АН СССР. 1989. Т. 307. № 4. С. 865.
13. Dukhovskii I.A., Kovalev P.I., Rozhkov A.N. // Proc. of the Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology and Third European Rheology Conference. Edinburgh, UK, 1990. P. 138.
14. Dukhovskii I.A., Komissaruk V.A., Kovalev P.I., Mende N.P. // Optics and Laser Technology. 1985. V. 17. № 3. P. 148.
15. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.; Л.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1951.
16. Allen S.R. // J. Mater. Sci. 1987. V. 22. P. 288.
17. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
18. Рогозинский А.К., Баженов С.Л., Зеленский Э.С. // Высокомолек. соед. Б. 1990. Т. 32. № 6. С. 437.
19. Розен Б.У., Дау Н.Ф. // Разрушение. М.: Мир, 1967. Т. 7. Ч. 1. С. 300.
20. Прут Э.В., Компаниец Л.В., Потапов В.В. // Механика композит. материалов. 1983. № 6. С. 1103.
21. Schultz A.B., Tuschak P.A., Vicario A.A. // J. Appl. Mechanics. Transaction of the ASME. 1967. V. 34. P. 392.
22. Зукас Дж. А., Николас Т., Свифт Х.Ф., Грецук Л.Б., Курран Д.Р. Динамика удара. М.: Мир, 1985.
23. Riegel C., Nowinski J.L. // Int. J. Non-Linear Mechanics. 1976. V. 11. P. 229.

## The Fracture of SVM Aramide Fibers upon a High-Velocity Transverse Impact

S. L. Bazhenov\*, I. A. Dukhovskii\*\*, P. I. Kovalev\*\*, and A. N. Rozhkov\*\*\*

\*Semenov Institute of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences,  
ul. Kosygina 4, Moscow, 117334 Russia

\*\*Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences,  
Politekhnicheskaya ul. 26, St. Petersburg, 194092 Russia

\*\*\*Institute for Problems of Mechanics, Russian Academy of Sciences,  
pr. Vernadskogo 101, Moscow, 117526 Russia

**Abstract**—Behavior of the SVM aramide fibers tested by high-velocity transverse impact with a heavy metal ball incident at a velocity of 670 m/s was experimentally studied using a complex thread sample with a linear density of 58 tex composed of 300 elementary fibers. The impact interaction was monitored by high-speed photography. The impact leads to fracture of the SVM fibers. According to calculations performed within the framework of a classical theory, no fracture of the fibers must take place. It is suggested that the discrepancy is related to two nonlinear effects. The first is a nonlinear character of the stress-strain relationship at a high level of the material deformation, which gives rise to additional tensile strain waves in the fiber with an amplitude different from that predicted by a theory based on the linear behavior. The second effect is related to a more complex character of interaction between fiber and ball in the course of impact, whereby the fiber loading is at least a two-stage rather than a single-stage process. This leads to additional overloading of the fiber, with the resulting stresses exceeding the ultimate tensile strength of the material.