АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2005, том 51, № 5, с. 663–671

УДК 534.222

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ

**© 2005 г. А. И. Коробов, Ю. А. Бражкин, Ван Нин**

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет*
*119992 Ленинские горы*
*E-mail: akor@acs465a.phys.msu.ru*

Поступила в редакцию 31.01.05 г.

Приводятся результаты экспериментальных исследований особенностей распространения упругих продольных и крутильных волн в поликристаллической меди в области упругопластических деформаций. Деформации в интервале 0–0.06 создавались приложением к образцам больших растягивающих нагрузок. Измерены зависимости модулей Юнга и сдвига, коэффициента Пуассона, а также нелинейных акустических параметров для продольных и крутильных упругих волн от величины статической деформации образцов. Обнаружено аномальное поведение нелинейных акустических параметров при циклах нагрузки-разгрузки образцов в области пластических деформаций. Приводится обсуждение результатов эксперимента. Для объяснения нелинейных свойств структурно неоднородных материалов привлекаются механизмы "хлопающей" и гистерезисной нелинейностей.

Первая ключевая работа по изучению влияния дефектной структуры на нелинейные упругие свойства поли- и монокристаллов металлов была выполнена в 1963 г. В.А. Красильниковым с соавторами [1]. В этой работе было экспериментально показано, что наличие неоднородностей внутренней структуры: дислокаций, микротрещин, локальных внутренних напряжений существенно изменяет нелинейные упругие свойства твердых тел. Кроме того, в [1] экспериментально наблюдалась генерация второй сдвиговой гармоники в поликристаллических металлах: алюминии, магниево-алюминиевом сплаве МА-8. Как известно, в совершенных изотропных твердых телах без дефектов вторая сдвиговая гармоника генерироваться не может [2, 3]. Результаты работы [1] стали основой для создания новых методов неразрушающего контроля конструкционных материалов и диагностики прочности твердых тел [4, 5]. Важным выводом из этих работ является то, что в материалах с дефектами наряду с нелинейностью, связанной с ангармонизмом кристаллической решетки (классическая нелинейность) проявляется структурная (неклассическая) нелинейность, связанная с несовершенством внутренней структуры материалов. При этом оказалось, что неклассическая нелинейность не только существенно превышает классическую нелинейность, но и изменяет симметрию нелинейных упругих свойств твердых тел. Значительно позже в работах ряда авторов было обнаружено, что большой величиной неклассической нелинейности обладают также горные породы, строительные, материалы зернистые и гранулированные среды, композитные материалы и другие среды с неоднородной внутренней структурой [6–9]. Возможные физические механизмы структурной нелинейности рассмотрены в [10]. Для феноменологического описания неклассической нелинейности структурно-неоднородных материалов в последнее время рассматриваются две основные феноменологические модели: модель билинейной среды и среды с гистерезисом упругих свойств [11–12]. В рамках этих моделей были предложены нелинейные уравнения состояния для горных пород, трещиноватых сред, гранулированных сред с нефтепродуктами, которые достаточно хорошо описывают экспериментальные результаты [7, 13–14].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование особенностей распространения крутильных и продольных упругих волн (УВ) в поликристаллической меди в области упругопластических деформаций при непрерывном изменении ее внутренней структуры. Образцы для экспериментов приготовлялись из электротехнической медной проволоки, в которой при изготовлении происходит формирование многочисленных структурных дефектов и их текстурирование. Образовавшуюся при этом дефектную структуру можно изменять путем приложения к образцу больших статических нагрузок [15–16].

## МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Как известно, распространение ультразвуковых УВ в тонких металлических стержнях (проволоках) существенно отличается от распространения волн в неограниченной среде. Наличие раз-

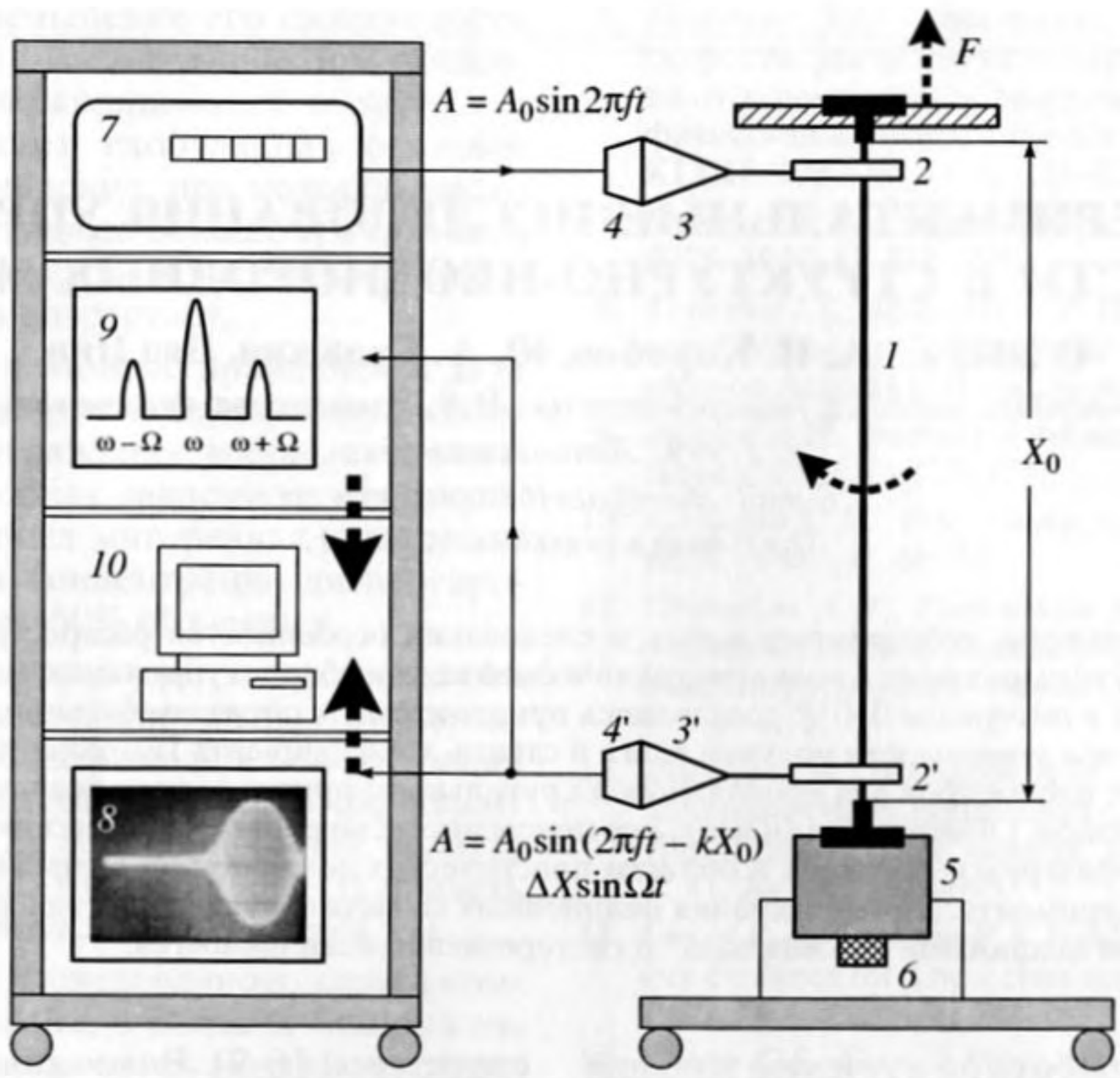


**Рис. 1.** Блок-схема измерительного ультразвукового комплекса.

мерного параметра $D$ ($D$ – диаметр стержня), сравнимого с длиной УВ $\lambda$, приводит к тому, что в металлических стержнях могут распространяться три семейства нормальных мод: продольные, крутильные и изгибные УВ. Эти волны, как правило, обладают значительной дисперсией. Строгий анализ распространения таких волн связан с довольно громоздкими и трудными математическими расчетами [17].

Для проведения экспериментальных исследований нами использовались продольные и крутильные нормальные моды. Из семейства продольных волн в наших исследованиях использовалась низшая мода продольной волны. Эта мода существует вплоть до нулевой частоты, тогда как высшие нормальные моды продольной волны имеют критические частоты. В низкочастотном пределе, когда диаметр проволоки $D \ll \lambda$, скорость продольной УВ $V_{\text{long}}$ определяется простым выражением

$$V_{\text{long}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \qquad (1)$$

где $E$ – динамический модуль Юнга, $\rho$ – плотность материала. Из семейства крутильных волн для проведения экспериментов нами была выбрана нулевая мода крутильной волны, которая не обладает дисперсией. Фазовая скорость этой моды $V_{\text{rot}}$ равна скорости поперечной (сдвиговой) $V_{\text{trans}}$ УВ в неограниченной среде

$$V_{\text{rot}} = V_{\text{trans}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \qquad (2)$$

где $\mu$ – динамический модуль сдвига, $\nu$ – коэффициент Пуассона, $\rho$ – плотность материала.

Исследования упругих свойств образцов при изменении дефектной структуры, вызванной статической деформацией, проводились с помощью автоматизированного ультразвукового измерительного комплекса, схема которого приведена на рис. 1 [18]. Исследуемый образец *1* длиной $L_0 \approx$ $\approx 1$ м закреплялся между двумя подвижными площадками. К верхней площадке прилагалась постоянная растягивающая сила $F$, которая создавала в образце статическую деформацию $\varepsilon_s$. Нижняя площадка с помощью вибростола *5* могла колебаться по гармоническому закону $\Delta X \sin(\Omega t)$ с частотой $\Omega$. Амплитуда этих колебаний $\Delta X$ измерялась с помощью акселерометра 6 фирмы Analog Device. Одновременно в образце на частоте $\omega \gg \Omega$ с помощью генератора *7* и преобразователя *2* возбуждалась гармоническая УВ: $A =$ $= A_0 \sin(2\pi ft - \varphi)$, где $A_0$ – амплитуда, $\varphi = kX$ – фаза, $k = 2\pi f/V$ – волновой вектор, $f$ – частота, $V$ – скорость УВ. Сигнал с преобразователя 3' после усиления поступал для регистрации на осциллограф *8*

и анализатор спектра *9*. Информация о длине образца $L$, амплитуде модуляции длины $\Delta X$, изменении длины образца $\Delta L$, силе $F$, амплитуде $A_0$ и фазе $\varphi$, прошедшей через образец УВ, поступала в персональный компьютер *10* для хранения результатов измерения и их дальнейшего анализа. Измерение длины образца проводилось с точностью $\sim 1 \times 10^{-6}$ м, изменение фазы $\varphi$ с точностью 0.02 радиана, амплитуды волны $A_0$ и силы $F$ – (1–2)%. Измерения могли проводиться как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

Способы возбуждения и регистрации продольных УВ в тонких стержнях рассмотрены в [18]. Для генерации и приема крутильных УВ в проволоке была использована методика, схема которой изображена на рис. 1. Пьезоэлектрический преобразователь *4* возбуждал в коническом концентраторе *3* продольные колебания. Эти колебания передавались на пластину *2*, жестко закрепленную на проволоке *1*. Продольные колебания концентратора создавали переменный крутящий момент относительно оси проволоки, что приводило к генерации крутильных волн. Прием крутильных волн на другом конце проволоки производился аналогичным устройством.

Экспериментальные образцы изготавливались из медной электротехнической проволоки марки ПЭВ-1 различных диаметров ($D = 0.75$ мм; 0.9 мм). Предварительно эхо-импульсным методом в образцах измерялась скорость распространения крутильных и продольных УВ. Форма сигнала УВ, прошедшего через образец, показана на осциллографе *8* (рис. 1). Скорости нулевых крутильной и продольной мод УВ были равны $V_{rot} = (2200 \pm 50)$ м/с, $V_{long} = (3650 \pm 50)$ м/с соответственно. Эти измерения позволили с помощью выражений (1)–(2) определить упругие константы образцов меди в исходном состоянии: $E = (116 \pm 3)$ ГПа, $\mu = (43 \pm 2)$ ГПа, $\nu = (0.38 \pm 0.02)$, численные значения которых находятся в хорошем согласии со справочными данными [19]. Измерение скорости УВ проводилось в диапазоне частот $f = 50$–200 кГц. В этой области частот выполняется условие $D \ll \lambda$, и дисперсии скорости УВ в пределах ошибок эксперимента обнаружено не было. После определения начальной скорости УВ проводились одновременные измерения нагрузочной кривой напряжение $\sigma_{st}$ – статическая деформация $\varepsilon_s$ ($\varepsilon_s = \Delta L/L_0$, где $\Delta L$ – изменение первоначальной длины проволоки при приложении к ней напряжения $\sigma_{st}$), изменения скорости и амплитуды УВ. Эти измерения проводились в автоматическом режиме при постоянной скорости изменения напряжения, приложенного к образцу $(\partial\sigma_{st}/\partial t) = \text{const}$. Время одного цикла измерений не превышало 0.1 с. Время между циклами измерений задавалось ком-

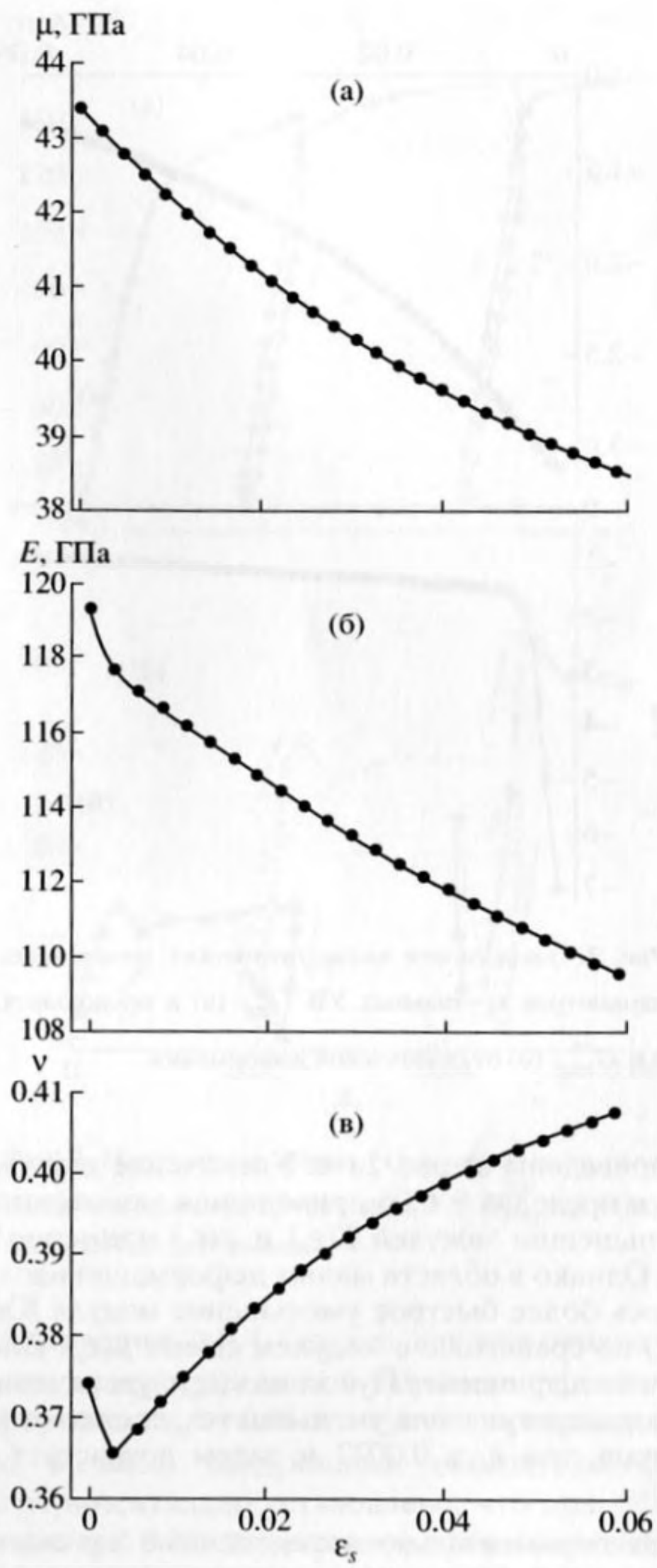


**Рис. 2.** Зависимость модуля сдвига $\mu(\varepsilon_s)$ (а), Юнга $E(\varepsilon_s)$ (б) и коэффициента Пуассона $\nu(\varepsilon_s)$ поликристаллической меди от статической деформации.

пьютером и составляло 15–30 с. Когда деформация в образце достигала величины $\varepsilon_s \sim 0.06$, эксперимент прекращался. При этом выполнялось 2000–3000 циклов измерений. По результатам измерения продольной $V_{long}(\varepsilon_s)$ и крутильной $V_{rot}(\varepsilon_s)$ скоростей УВ были определены зависимости модуля Юнга $E(\varepsilon_s)$ и модуля сдвига $\mu(\varepsilon_s)$, а также коэффициент Пуассона $\nu(\varepsilon_s) = \{0.5[V_{long}(\varepsilon_s)/V_{rot}(\varepsilon_s)]^2 - 1\}$ от статической деформации. Эти зависимос-

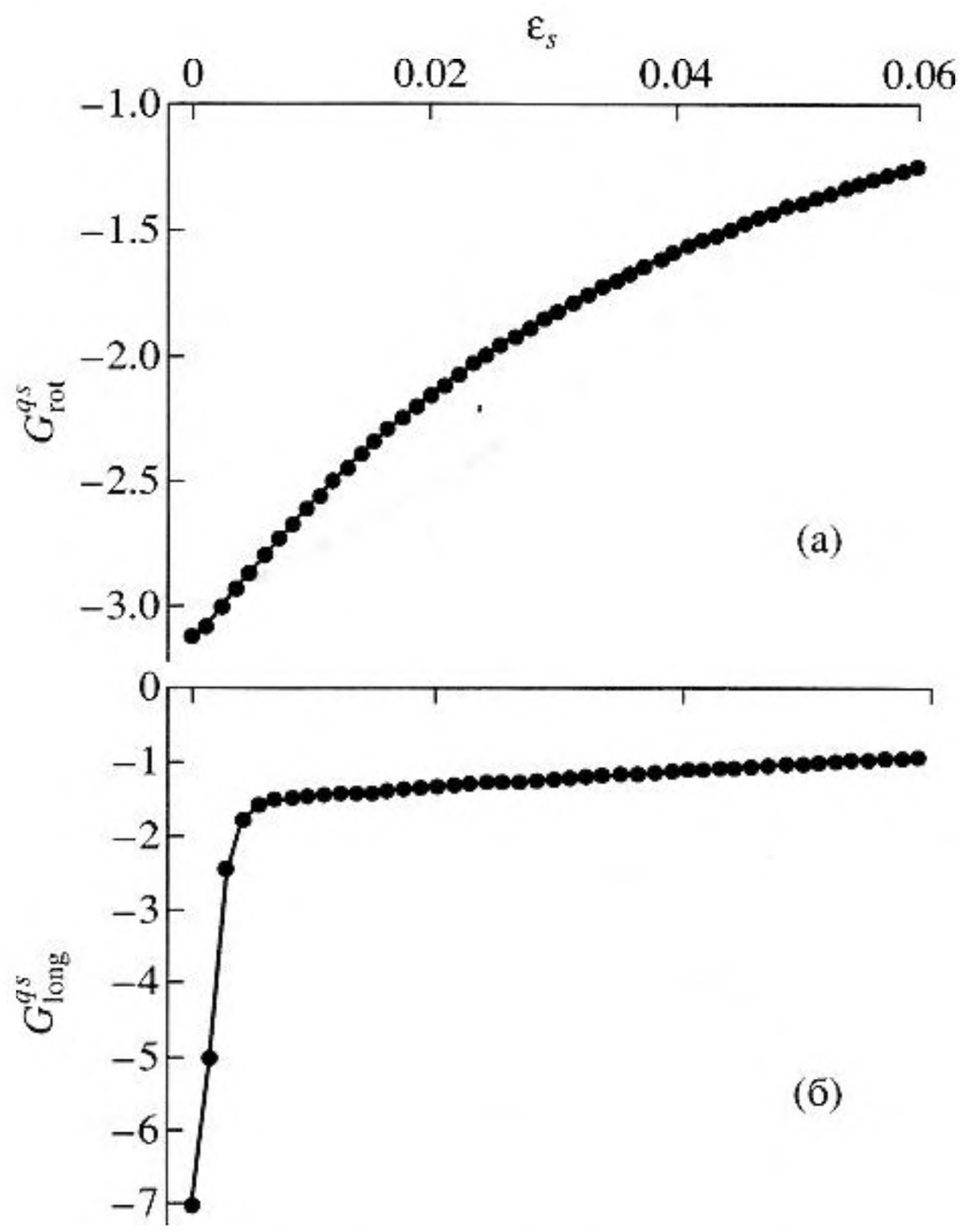


**Рис. 3.** Зависимости квазистатических нелинейных параметров крутильных УВ $G^{qs}_{\text{rot}}$ (а) и продольных УВ $G^{qs}_{\text{long}}$ (б) от статической деформации.

ти приведены на рис. 2а–в. Увеличение деформации в пределах 0–0.06 приводило к монотонному уменьшению модулей $E(\varepsilon_s)$ и $\mu(\varepsilon_s)$ примерно на 9%. Однако в области малых деформаций наблюдалось более быстрое уменьшение модуля Юнга $E(\varepsilon_s)$ по сравнению с модулем сдвига $\mu(\varepsilon_s)$. Величина коэффициента Пуассона $\nu(\varepsilon_s)$ с увеличением деформации сначала уменьшается, достигает минимума при $\varepsilon_s \cong 0.0022$ и затем возрастает на ~11%.

Экспериментально определенные зависимости модулей $E(\varepsilon_s)$ и $\mu(\varepsilon_s)$ позволили определить квазистатические нелинейные параметры для крутильных $G^{qs}_{\text{rot}}$ и продольных $G^{qs}_{\text{long}}$ упругих волн

$$G^{qs}_{\text{rot}} = \frac{\mu^n}{\mu}, \quad G^{qs}_{\text{long}} = \frac{E^n}{E},$$

где $\mu^n = \dfrac{\partial\mu}{\partial\varepsilon_s}$, $E^n = \dfrac{\partial E}{\partial\varepsilon_s}$ – соответственно квазистатические модули сдвига и Юнга третьего порядка [20]. Непосредственное дифференцирование зависимостей, показанных на рис. 2а–б, невозможно, так как они состоят из набора дискретных экспериментальных точек и не являются непрерывными функциями. Поэтому перед дифференцированием проводилось сглаживание этих зависимостей суммой экспонент. (На рис. 2а–б тонкими линиями изображены аппроксимирующие кривые. Для того чтобы показать эти кривые, на рис 2а–б приведена каждая 50 экспериментальная точка.) На рис. 3а–б изображены зависимости квазистатических нелинейных акустических параметров для крутильных $G^{qs}_{\text{rot}}$ и продольных $G^{qs}_{\text{long}}$ УВ от деформации $\varepsilon_s$). В области деформаций $\varepsilon_s \cong 0$ нелинейные акустические параметры $G^{qs}_{\text{rot}}$ и $G^{qs}_{\text{long}}$ в пределах ошибок эксперимента совпадают с величинами этих параметров, рассчитанных с использованием модулей упругости второго и третьего порядков для монокристаллов меди [21]. Это указывает на то, что в этой области деформаций нелинейные квазистатические параметры определяются в основном ангармонизмом межатомных сил. С увеличением статической деформации оба параметра уменьшаются по абсолютной величине и асимптотически стремятся к единице в области пластических деформаций.

Измерение динамического нелинейного акустического параметра $G$ проводилось спектральным методом. Метод заключается в измерении амплитуд $A(\omega)$, $A(\omega + \Omega)$ и $A(\omega - \Omega)$ основной $\omega$ и комбинационных частот $(\omega + \Omega)$ и $(\omega - \Omega)$, появляющихся в спектре акустического сигнала при нелинейном взаимодействии УВ частот $\omega$ и $\Omega$. Измеряя глубину модуляции

$$M(\varepsilon_s) = [A(\omega - \Omega) + A(\omega - \Omega)]/A(\omega)$$

акустического сигнала при различных значениях статической деформации $\varepsilon_s$ образца, можно исследовать зависимость динамического нелинейного акустического параметра

$$G^{DN}(\varepsilon_s) = \{[2M(\varepsilon_s)/k\Delta X] - 2\} \qquad (3)$$

от величины деформации $\varepsilon_s$. Следует отметить, что данная методика позволяет определить только абсолютную величину акустического параметра [20]. Измерение динамического нелинейного параметра для крутильных и продольных УВ проводилось в непрерывном режиме вблизи частоты $f \sim 48$ кГц, соответствующей одному из резонансов стоячих волн в образце. Одновременно в проволоке с помощью вибростола *5* (рис. 2) создавались продольные колебания с частотой $\Omega = 40$ Гц и амплитудой смещения $\Delta X = 1.7 \times 10^{-5}$ м. При этом выполнялось условие $(V/\Omega) \gg L$, т.е. на частоте $\Omega$ длина волны была значительно больше длины образца. Поэтому деформацию образца, создаваемую колебаниями на частоте $\Omega$, можно было считать однородной по длине образца. На

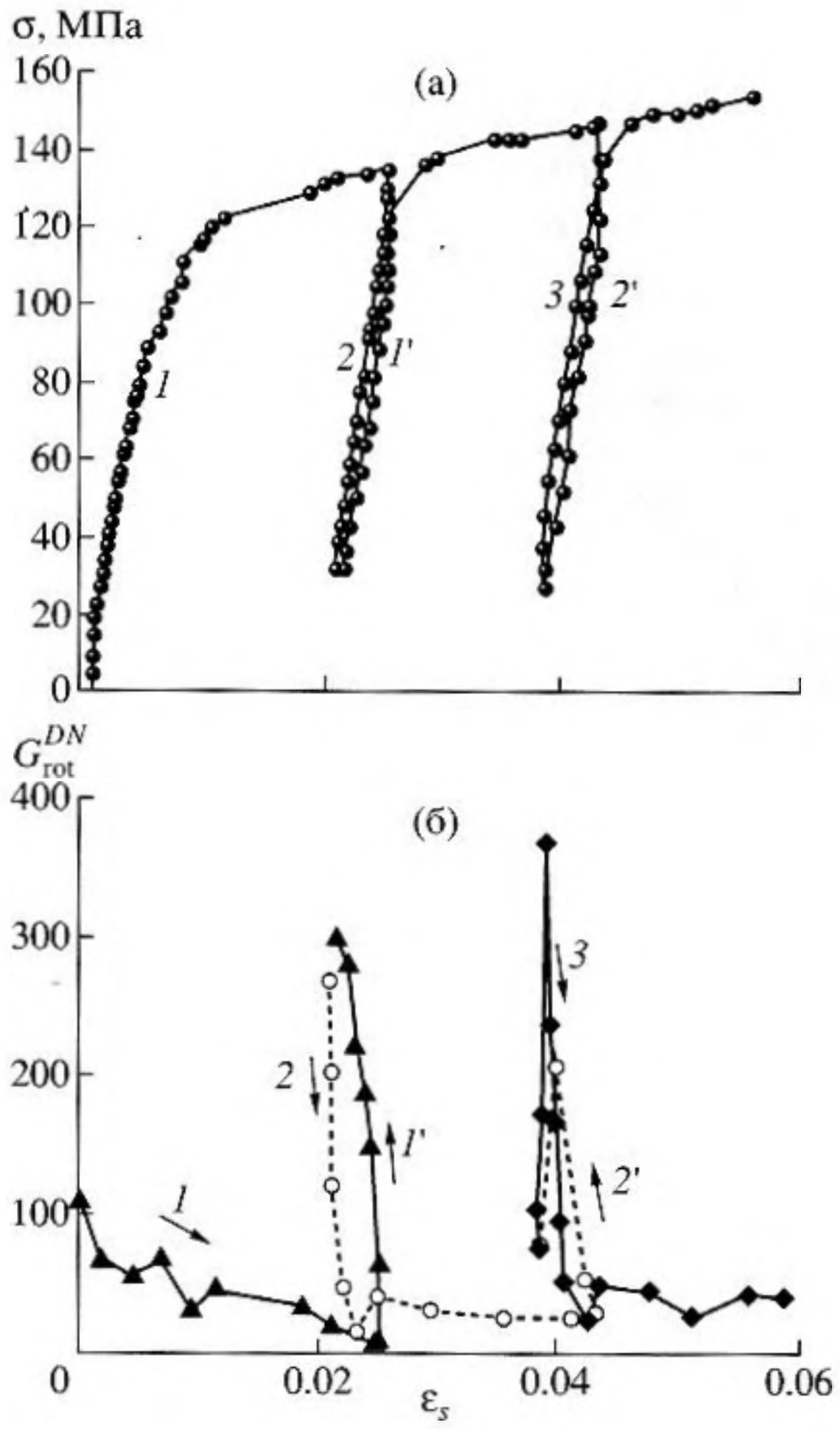


**Рис. 4.** Нагрузочная кривая (а) и зависимость нелинейного параметра крутильных УВ $G_{rot}^{DN}(\varepsilon_s)$ (б) от статической деформации.

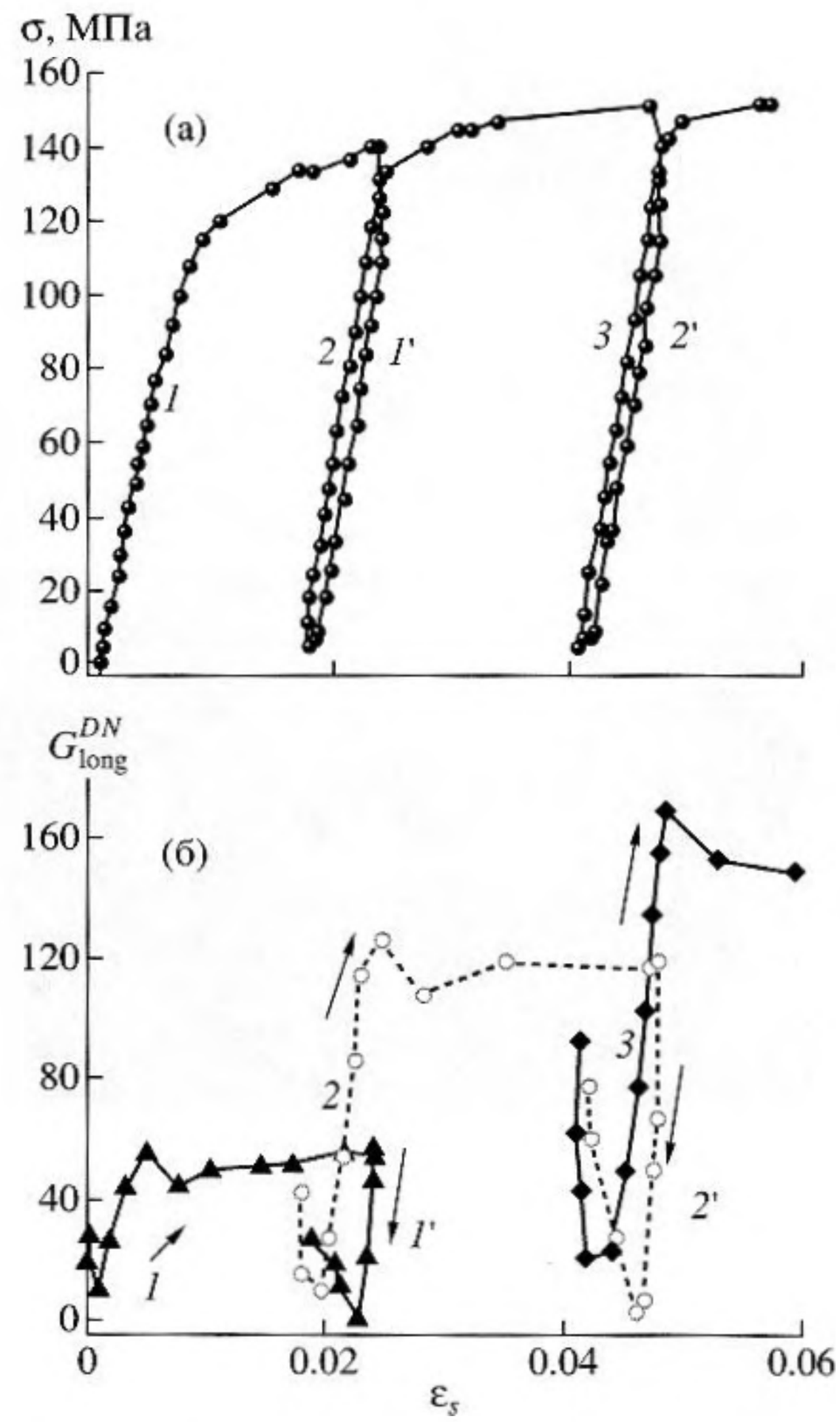


**Рис. 5.** Нагрузочная кривая (а) и зависимость нелинейного параметра продольных УВ $G_{long}^{DN}(\varepsilon_s)$ (б) от статической деформации.

экране анализатора спектра *9* (рис. 1) наблюдался триплет на основной частоте $A(\omega)$ и боковых частотах $A(\omega - \Omega)$ и $A(\omega + \Omega)$. Измерение амплитуд триплета позволило рассчитать индекс модуляции $M$ и определить согласно (3) параметр $G^{DN}(\varepsilon_s)$. Определение нелинейных параметров крутильных и продольных УВ проводилось по следующей схеме. В начале эксперимента сила, прилагаемая к образцу, медленно увеличивалась до достижения деформации образца $\varepsilon_s = (\Delta L/L_0) \sim 0.025$ (нагрузка образца), которая соответствовала пластической деформации, после чего сила медленно уменьшалась до нуля (разгрузка образца), а затем снова увеличивалась (повторная нагрузка). При достижении деформации $\varepsilon_s \sim 0.045$ сила, приложенная к образцу, уменьшалась до нуля (повторная разгрузка образца) и затем снова увеличивалась (рис. 4а, 5а). Измерительный комплекс позволял создавать в образцах меди статические деформации $\varepsilon_s \geq 0.4$. Однако, как уже отмечалось ранее, при достижении в образцах статической деформации $\varepsilon_s \sim 0.06$ измерения прекращались. Это вызвано следующими обстоятельствами. Экспериментально установлено, что при деформациях $\varepsilon_s \leq 0.06$ статические деформации по длине образца распределены равномерно и аномально больших локальных деформаций (перетяжек) не возникает. Это упрощает анализ экспериментальных результатов. Результаты измерения нелинейного параметра для крутильных $G_{rot}^{DN}(\varepsilon_s)$ и продольных $G_{long}^{DN}(\varepsilon_s)$ волн в зависимости от статической деформации $\varepsilon_s$ приведены на рис. 4б и рис. 5б. На этих рисунках кривые *1*, *2*, *3* соответствуют нагрузке, а кривые *1'*, *2'* – разгрузке образца. При малых значениях $\varepsilon_s$ величина параметра $G_{rot}^{DN}(\varepsilon_s) \approx 120$, что в 4 раза больше параметра

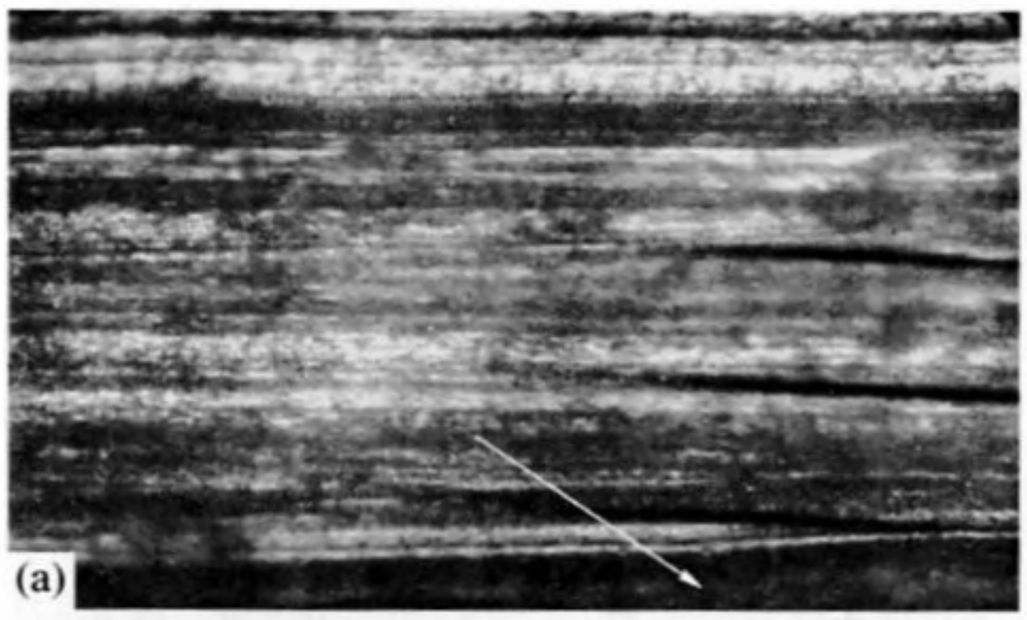

**Рис. 6.** Микрофотографии исследуемых образцов (увеличение 140 раз) до деформации (а) и после деформации (б).

$G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s) \approx 30$. Эти значения нелинейных параметров крутильных и продольных УВ в недеформированных образцах в несколько раз больше, чем в монокристаллической меди. Нелинейный акустический параметр в монокристаллах меди определяется в основном ангармонизмом кристаллической решетки, и его величина, рассчитанная по литературным данным для коэффициентов упругости второго и третьего порядков [21], не превышает 10. При увеличении $\varepsilon_s$ поведение упругих нелинейных динамических параметров крутильных и продольных УВ существенно отличается. Параметр $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s)$ монотонно уменьшается, в то время как нелинейный параметр $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ резко увеличивается и при деформациях $\varepsilon_s > 0.005$ достигает величины $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s) \sim 50$ и при дальнейшем увеличении деформации в пределах ошибки измерения остается практически постоянным. Отлично поведение нелинейных параметров и в области разгрузки. Нелинейный параметр для крутильных волн резко увеличивается и достигает величины $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s) \sim 300$, в то время как $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ уменьшается. При последующей нагрузке нелинейный параметр $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ снова увеличивается, в области пластических деформаций достигает величины $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s) \sim 120$ и остается постоянным до последующей разгрузки, при которой параметр $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s)$ увеличивается, а $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ уменьшается. В области следующего цикла разгрузки–нагрузки ситуация повторяется. Такое поведение нелинейных параметров при циклах нагрузки–разгрузки указывает на то, что механизмы динамической нелинейности крутильных и продольных УВ различны и связаны с изменением внутренней структуры образцов. В результате пластической деформации в образце происходит увеличение дислокаций, микротрещин, фрагментация микрокристаллических зерен, приводящая к увеличению площади межзеренных границ. Это подтверждается микрофотографиями образца до и после приложения к нему пластических деформаций (рис. 6). На рис. 6а видно, что в медной проволоке при изготовлении формируется столбчатая микроструктура с размерами зерен внутри полос ~10 микрон. После пластической деформации размеры микрокристаллических зерен уменьшились до 5 микрон (рис. 6б). Необходимо отметить, что на размеры кристаллитов влияет не только величина приложенной деформации, но и количество циклов разгрузки–нагрузки в области пластической деформации, приводящих к увеличению количества микрокристаллов с одновременным уменьшением их размеров [15–16]. Кроме того, во время нагрузки-разгрузки изменяется величина раскрытия микротрещин, состояние межзеренных границ. Это и приводит к изменению нелинейных параметров $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s)$ и $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$. В [13, 22] проведено феноменологическое описание неклассической нелинейности в твердых телах. Авторами [13, 22] сделано предположение, что уравнения состояния для описания нормальных и тангенциальных смещений в УВ по отношению к контактным границам могут быть различны. В нашем случае контактной границей мы будем считать межзеренные границы и границы микротрещин. Для описания нормальных к границе смещений была использована модель билинейной среды, уравнения состояние $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ которой представляет кусочно-линейную функцию с разрывом при $\varepsilon = 0$ (рис. 7а). Из этого рисунка видно, что когда амплитуда деформации $\varepsilon_0$ в УВ меньше статической деформации на границе $\varepsilon_s$. т.е. выполняется условие $\varepsilon_0 < |\varepsilon_s|$, среда является линейной, а при $\varepsilon_0 > |\varepsilon_s|$ упругие свойства среды различны для фаз сжатия и разрежения, что приводит к так называемой "хлопающей" нелинейности [13,

22]. При деформации $\varepsilon_s = 0$ величина нелинейности максимальна. Для сдвиговой УВ, смещение в которой поляризовано параллельно границе контакта, в [13, 22] предложено гистерезисное уравнение состояния $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ (рис. 7б) [13, 22], которое основано на том, что сила трения между двумя контактирующими поверхностями, вызванная сдвиговыми деформациями, не превышает силы трения покоя $F_{\text{fric}} = kN$, где $k$ – коэффициент трения, $N$ – сила нормального давления, определяющая величину поджатия контактирующих поверхностей. Это приводит к тому, что движение контактных границ может содержать две фазы. В первой фазе, когда под действием УВ сила трения между контактирующими поверхностями не превышает силы трения покоя $F_{\text{fric}}$, контактирующие поверхности движутся вместе. На рис. 7б эта фаза соответствует наклонным участкам зависимости $\sigma = \sigma(\varepsilon)$. Во второй фазе, когда сила трения превышает силу трения покоя $F_{\text{fric}}$, происходит скольжение границ контактирующих поверхностей относительно друг друга, что соответствует горизонтальным участкам зависимости $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ (рис. 7б). Очевидно, что при заданной амплитуде деформации $\varepsilon_0 > \varepsilon_i$ ($\varepsilon_i$ – деформация при которой начинается фаза скольжения) площадь под гистерезисной кривой $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ зависит от величины $N$ – силы нормального давления, определяющей величину поджатия контактирующих поверхностей $\sigma_i$ на рис. 7б, а значит, и величину гистерезисной нелинейности. При $\varepsilon_0 < \varepsilon_i$ среда не проявляет гистерезисных свойств и остается линейной. Рассмотренные уравнения состояния $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ (рис. 7), позволяют качественно объяснить поведение динамических нелинейных параметров крутильных $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s)$ и продольных $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ УВ (рис. 4б, 5б). При увеличении статической деформации величина поджатия контактных границ в образце уменьшается, что вызывает увеличение "хлопающей" нелинейности для продольных УВ и уменьшение гистерезисной нелинейности крутильных УВ (рис. 7). Это вызывает увеличение $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ и уменьшение $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s)$. При дальнейшем увеличении деформации в пластической области образца изменения величины нелинейных акустических параметров практически не происходит (рис. 4б, 5б). Это связано с тем, что увеличение пластической деформации не приводит к значительному увеличению напряжения в образцах (рис. 4а, 5а), т.е. величина поджатия контактных границ остается практически постоянной. Поэтому увеличение статической деформации не приводит к изменению нелинейных параметров. При разгрузке происходит увеличение поджатия контактных границ, приводящее к уменьшению $G_{\text{long}}^{DN}(\varepsilon_s)$ и увеличению $G_{\text{rot}}^{DN}(\varepsilon_s)$. Увеличение этих параметров после циклов разгрузки–нагрузки вызвано тем, что после цикла нагрузки–разгрузки происходит, как уже отмечалось ранее, уменьшение размеров кристаллитов с одновременным увеличением площади контактных границ и, как следствие, увеличение количества элементарных носителей нелинейности. При следующем цикле нагрузки–разгрузки процессы изменения внутренней структуры образцов, описанные выше, повторяются. На рис. 4б–5б видно, что имеется оптимальное поджатие контактных границ, при котором величина неклассической нелинейности максимальна. Аналогичное явление наблюдалось в [23, 24], где была обнаружена зависимость амплитуды второй акустической гармоники при ее генерации на контактной границе двух сред от степени поджатия контакта. При этом имелась оптимальная величина поджатия, при котором амплитуда гармоники были максимальна.

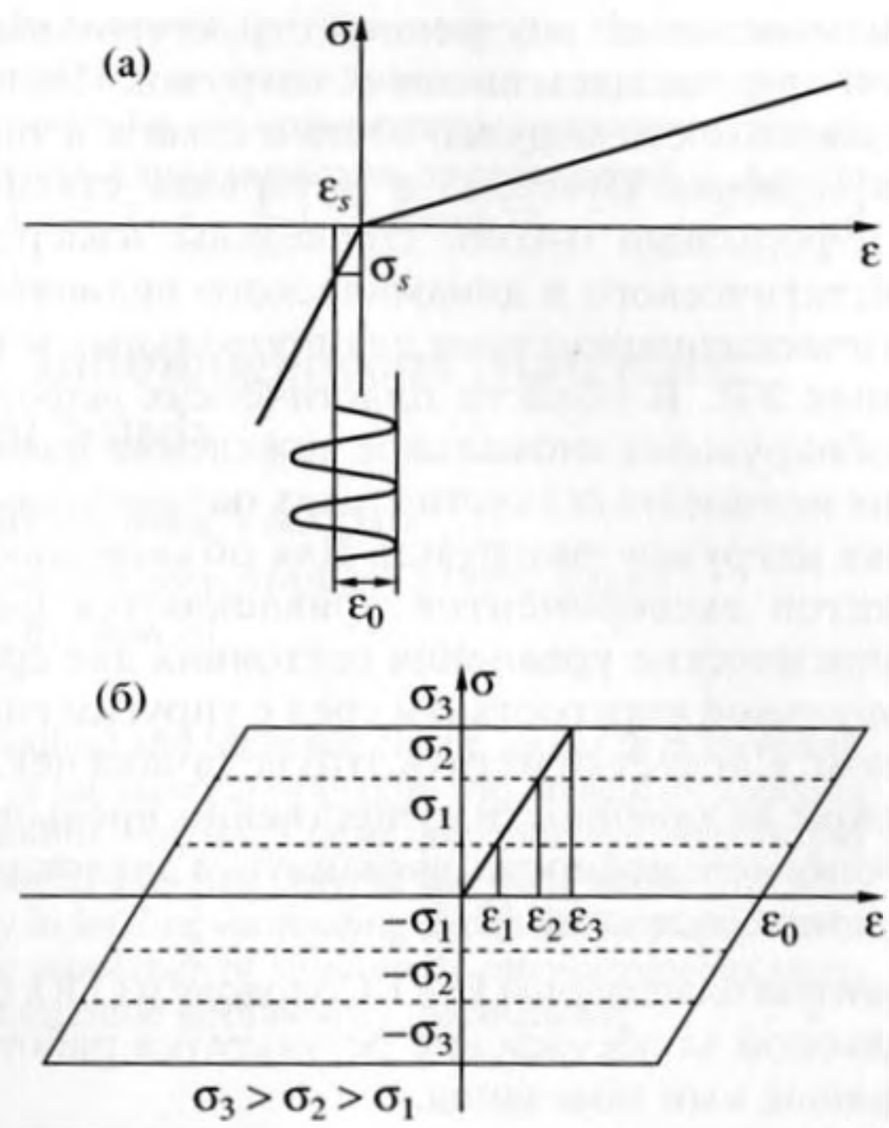


**Рис. 7.** Нагрузочные кривые $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ для билинейной среды (а) и среды с гистерезисом (б).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены экспериментальные исследования линейных и нелинейных упругих свойств поликристаллической меди в области упругопластических деформаций при непрерыв-

ном изменении ее внутренней структуры, вызываемой приложением внешней нагрузки. Исследована зависимость модулей Юнга и сдвига, а также коэффициента Пуассона в интервале статических деформации 0–0.06. Проведены измерения квазистатического и динамического нелинейных акустических параметров для продольных и крутильных УВ. В области пластических деформаций обнаружено аномальное поведение динамических нелинейных акустических параметров при циклах нагрузки–разгрузки. Для объяснения результатов экспериментов привлекаются феноменологические уравнения состояния для сред с бимодульной упругостью и сред с упругим гистерезисом. Следует отметить, что величина неклассической нелинейности существенно превышает величину нелинейности, связанную с дислокациями в монокристаллах [21].

Авторы благодарны И.Ю. Солодову и О.Ю. Сердобольской за обсуждение результатов работы и сделанные ими замечания.

Работа выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта РФФИ № 05-02-16327 и гранта Президента поддержки ведущих научных школ НШ-1575.2003.2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гедройц А.А., Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Сдвиговые волны конечной амплитуды в поли- и монокристаллах металлов // Докл. АН СССР. 1963. Т. 150. С. 515–518.
2. *Murnaghan E.D.* Finite deformation of an elastic solid. New York, 1951, John Willi.
3. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М., Наука, 1966, 520 с.
4. *Ермилин К.К., Зарембо Л.К., Красильников В.А., Мезинцев Е.Д., Прохоров В.М., Хилков К.В.* Изменение второй гармоники сдвиговой ультразвуковой волны при усталостном динамическом нагружении металлов // ФММ. 1973. Т. 36. № 3. С. 640–641.
5. *Зарембо Л.К., Красильников В.А., Школьник И.Э.* Нелинейная акустика в проблеме диагностики прочности твердых тел // Проблемы прочности. 1989. № 11. С. 86–92.
6. *Наугольных К.А., Островский Л.А.* Нелинейные волновые процессы в акустике. М., Наука, 1990. 237 с.
7. *Guyer R., Johnston P.A.* Nonlinear mesoscopic elasticity: Evidence for a new class of materials // Physics Today. 1999. P. 30–36.
8. *Есипов И.Б.* Исследование протекания нефти в гранулированной среде методом нелинейной акустической резонансной спектроскопии // Сборник трудов семинара научной школы профессора С.А. Рыбака. Москва, 2001. С. 45–50.
9. *Зарембо Л.К., Красильников В.А., Школьник И.Э.* К вопросу нелинейной акустической дефектоскопии хрупких неоднородных материалов и оценка их прочности // Дефектоскопия. 1989. Т. 10. С. 16–22.
10. *Руденко О.В.* Нелинейные методы в акустической диагностике // Дефектоскопия. 1993. № 8. С. 24–32.
11. *Амбарцумян С.А.* Разномодульная теория упругости. М., Наука, 1982. 320 с.
12. *Лебедев А.Б.* Амплитудно-зависимый дефект модуля упругости в основных моделях дислокационного гистерезиса // ФТТ. 1999. Т. 41. № 7. С. 1214–1221.
13. *Ballad E.M., Korshak B.A., Solodov I.Yu., Krohn N., Busse G.* Local Nonlinear and Parametric Effects for-Non-Bonded Contacts in Solids // Nonlinear Acoustics at the Beginning of the 21st Century edited by O.V. Rudenko and O.A. Sapozhnikov (Faculty of Physics, MSU, Moscow, 2002) V. 2. P. 727–734.
14. *Esipov I.B., Fokin A.V., Ovchinnikov O.B.* Acoustical Model of Percolation Development in Granular Medium // Nonlinear Acoustics at the Beginning of the 21st Centure edited by O.V.Rudenko and O.A. Sapozhnikov (Faculty of Physics, MSU, Moscow, 2002) V. 2. P. 1189–1196.
15. *Кайбашев О.А., Валиев Р.З.* Границы зерен и свойства металлов. М., Металлургия. 1987. 213 с.
16. *Валиев Р.З., Александров И.В.* Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М., Логос, 2000. 272 с.
17. *Микер Т. и Мейтцлер А.* Волноводное распространение в протяженных цилиндрах и пластинках // Физическая акустика, Т. 1А, Мир. 1966. С. 140–203.
18. *Коробов А.И., Бражкин Ю.А., Экономов А.Н.* Автоматизированная установка для измерения упругих свойств металлических проволок в области упругих и пластических деформаций // Измерительная техника. 2000. № 7. С. 48–50.
19. Физические величины. Справочник. Энергоатомиздат. М., 1991. 1232 с.
20. *Коробов А.И., Экономов А.Н.* Влияние термической обработки и статических деформаций на акустическую нелинейность медных проволок // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 5. С. 640–648.
21. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела, 1972, М., Мир, 307 с.
22. *Krohn N., Pfleiderer K., Stoessel R., Solodov I., Busse G.* Nonlinear acoustic imaging: fundamentals, methodology, and NDE-applications // Nonlinear Acoustic Imaging: Fundamentals, Methodology and NDE-Applications. In: Arnold W. and Hirsekorn S. (Eds.): Acoustical Imaging, V. 27, Kluwer Academic / Plenum Publishers, Dordrecht & New York, 2004. P. 91–98.

23. *Ко Се Лен, Северин Ф.М., Солодов И.Ю.* Экспериментальное наблюдение влияния контактной нелинейности на отражение объемных и распространение поверхностных акустических волн // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 6. С. 1165–1169.

24. *Руденко О.В., Чинь Ань Ву.* Нелинейные акустические свойства контакта шероховатых поверхностей и возможности акустодиагностики статических характеристик поверхностей // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 668–672.

# Nonlinear Elasticity in Structurally Inhomogeneous Materials: An Experimental Study

**A. I. Korobov, Yu. A. Brazhkin, and Van Nin**

*Faculty of Physics, Moscow State University, Vorob'evy gory, Moscow, 119992 Russia*
*e-mail: akor@asc465a.phys.msu.ru*

**Abstract**—Experimental results on the propagation of longitudinal and torsional elastic waves in polycrystalline copper under elastoplastic strain are reported. The strain in the interval of 0–0.06 was created by applying heavy tensile loads to the samples. The Young's and shear moduli, Poisson's ratio, and nonlinear acoustic parameters of longitudinal and torsional elastic waves were measured as functions of the static strain. The nonlinear acoustic parameters were found to behave anomalously in loading–unloading cycles in the plastic strain region. The experimental results are discussed. The nonlinear properties of structurally inhomogeneous materials are explained in terms of the clapping nonlinearity and hysteretic nonlinearity mechanisms.