

Н. А. ТЯПУНИНА, Е. К. НАИМИ

## ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ NaCl, ДЕФОРМИРУЕМЫХ УЛЬТРАЗВУКОМ

При помощи предложенного ранее авторами поляризационно-оптического метода исследовались внутренние напряжения в ориентированных монокристаллах NaCl, возникающие под воздействием высокочастотной ультразвуковой вибрации. Установлен интервал амплитуд напряжений, в пределах которого соблюдается закон Гука. Найдено, что пороговое значение амплитуды деформации, при которой начинается движение и размножение дислокации, зависит от кристаллографической ориентации образца. Получены данные о временах релаксации напряжений в образцах, пластически деформированных ультразвуком.

В работе [1] был описан поляризационно-оптический метод, позволяющий измерять внутренние напряжения в прозрачных твердых телах непосредственно в процессе их высокочастотной вибрации. В данном сообщении приводятся полученные с помощью этого метода результаты исследования внутренних напряжений в монокристаллах NaCl различной кристаллографической ориентации, деформируемых ультразвуком.

Деформация образцов осуществлялась в составном пьезоэлектрическом осцилляторе при частотах  $\sim 10^5$  Гц [2]. Осциллятор крепился так, чтобы образец находился в поле скрещенного полярископа и мог перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях в вертикальной плоскости (рис. 1). Образцы NaCl различной ориентации выпиливались в форме прямоугольных стержней из одного большого монокристалла, затем шлифовались на тонком абразивном круге в керосине и полировались раствором окиси железа в этиловом спирте. Ориентация образцов характеризовалась полярным углом  $\theta$  между осью симметрии четвертого порядка и продольной осью образца, совпадавшей с направлением возбуждения ультразвуковых колебаний. Угол  $\theta$  изменялся от 0 до  $45^\circ$ . Две из четырех боковых поверхностей образца являлись плоскостями спайности типа (100) так, что азимутальный угол  $\phi$  был равен  $0^\circ$  (или  $90^\circ$ ). Исходная средняя плотность дислокаций в кристаллах  $\approx 6 \cdot 10^5$  см $^{-2}$ .

Применительно к методу составного пьезоэлектрического осциллятора можно считать, что в каждом достаточно тонком поперечном сече-

нии образца, имеющего свободную боковую поверхность, действует одноосное напряжение

$$\sigma_{ik}(t) = \sigma(t) s_i s_k, \quad (1)$$

причем

$$\sigma(t) = \sigma_0 \cos \omega t, \quad (2)$$

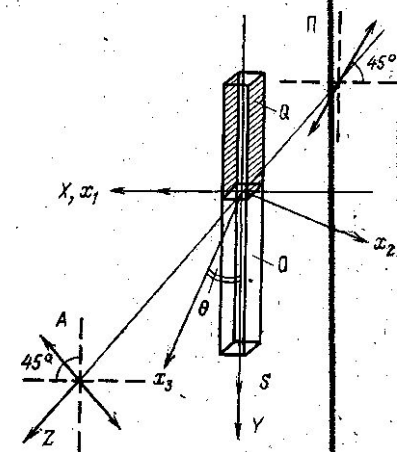


Рис. 1. Положение образца в лабораторной ( $X, Y, Z$ ) и в кристаллографической ( $X_1, X_2, X_3$ ) системах координат. О — образец, Q — кварц, П — поляризатор, А — анализатор

где  $\sigma_0$  — амплитуда напряжения в данном сечении образца,  $\omega$  — циклическая частота,  $s_i$  — компоненты единичного вектора в направлении оси образца.

При указанном способе нагружения центральное сечение оптической индикатрисы кристалла плоскостью  $Z=0$  будет представлять собой эллипс, полуоси которого направлены по координатным осям  $Y$  и  $X$ . Поэтому двойное лучепреломление выразится в данном случае формулой [3]

$$n_y - n_x = -\frac{n_0^3}{2} [\pi_{44} + (\pi_{11} - \pi_{12} - \pi_{44}) (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta)] \sigma(t), \quad (3)$$

где  $n_y$  и  $n_x$  — показатели преломления, параллельные и перпендикулярные направлению напряжения,  $n_0$  — показатель преломления в отсутствие напряжений,  $\pi_{\alpha\beta}$  — пьезооптические коэффициенты [4].

Таким образом, величина двулучепреломления зависит как от направления приложенного напряжения, так и от направления наблюдения. Оптический знак кристалла определяется знаком напряжения. Поскольку знак напряжения (2) периодически меняется, то и знак кристалла также будет меняться периодически с частотой приложенного напряжения  $\omega$ .

Оптическая разность хода, вызванная двулучепреломлением (3) в пластинке толщиной  $d$ , определяется выражением

$$\delta(t, \theta) = C_z(\theta) d \sigma_0 \cos \omega t, \quad (4)$$

где

$$C_z(\theta) = -\frac{n_0^3}{2} [\pi_{44} + (\pi_{11} - \pi_{12} - \pi_{44}) (\sin^2 \theta + \cos^2 \theta)] \quad (5)$$

«фотоупругая постоянная» кристалла в направлении оси  $Z$ .

Эта разность хода может быть скомпенсирована (см. теорию метода [1]) путем поворота анализатора или поляризатора на некоторый угол  $\gamma^*$ , который связан с амплитудой приложенного напряжения  $\sigma_0$  соотношением [1]:

$$J_0 \left( \frac{2\pi}{\lambda} C_z(\theta) d \sigma_0 \right) = \cos 2\gamma^*, \quad (6)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка,  $\lambda$  — длина световой волны.

Амплитуда напряжения  $\sigma_0$  рассчитывается по формуле (6) при известных  $C_z(\theta)$ ,  $d$  и  $\lambda$  и измеренному углу  $\gamma^*$  при помощи таблиц Бесселевых функций.

При соблюдении условий резонанса в кварце и образце устанавливается стоячая волна напряжений

$$\sigma_0(y, \theta) = E(\theta) \varepsilon^0(y) = E(\theta) \varepsilon^0 \sin \frac{\pi y}{L}, \quad (7)$$

где  $y$  — координата, отсчитываемая вдоль длины образца от места склейки его с кварцем (см. рис. 1);  $L$  — длина образца,  $\varepsilon^0$  — амплитуда деформации,  $E(\theta)$  — модуль Юнга образца в направлении его оси, причем

$$E^{-1}(\theta) = s_{11} - \frac{1}{2} \left( s_{11} - s_{12} - \frac{1}{2} s_{44} \right) \sin^2 2\theta, \quad (8)$$

где  $s_{\alpha\beta}$  — коэффициенты податливости [4].

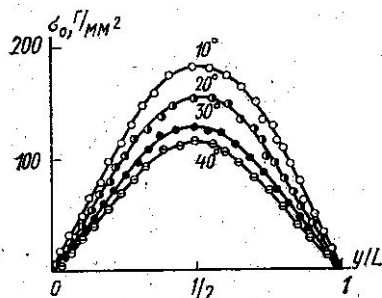


Рис. 2. Распределение напряжений по длине образцов NaCl различной кристаллографической ориентации ( $\varepsilon^0 = 3 \cdot 10^{-5}$ )

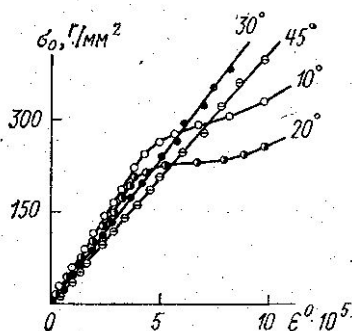


Рис. 3. Экспериментальная проверка соотношения (7) в монокристаллах NaCl

Для выполнения условий резонанса длина образца должна быть подобрана так, чтобы собственная частота смонтированного осциллятора совпадала с собственной частотой ненагруженного кварца, при равенстве поперечных сечений кварца и образца. О точности, с которой эти условия выполняются, можно судить по разности собственных частот ненагруженного кварца и составного осциллятора, не превышавшей в условиях опыта  $\pm 1$  кГц. Невыполнение указанных условий в случае ориентированных монокристаллов приводит к появлению дополнительных мод упругих колебаний. Тензор напряжений при этом оказывается, вообще говоря, не одноосным.

Экспериментально наблюдавшееся распределение напряжений по длине образцов NaCl различной кристаллографической ориентации при амплитуде деформации  $\varepsilon^0 = 3 \cdot 10^{-5}$  представлено на рис. 2. Сплошные линии на рис. 2 — значения  $\delta_0(y, \theta)$ , рассчитанные по формулам (7) и (8) с учетом кристаллографической ориентации образцов. Амплитуда деформации  $\varepsilon^0$  рассчитывалась по методу Маркса [5]. Как видно из рис. 2, экспериментальные данные для выбранного значения  $\varepsilon^0$  удовлетворительно согласуются с рассчитанным в упругом приближении распределением напряжений по длине образцов.

При повышении амплитуды вибрации соотношение (7) может нарушиться, если будет достигнуто пороговое значение амплитуды деформации  $\epsilon_{\text{порог}}^0(\theta)$ , необходимое для начала движения и размножения дислокаций в кристалле [6]. Пороговое значение амплитуды деформации, при которой проявляется неупругое поведение образцов, зависит от их кристаллографической ориентации. Результаты проверки соотношения (7) для образцов различной ориентации приведены на рис. 3.

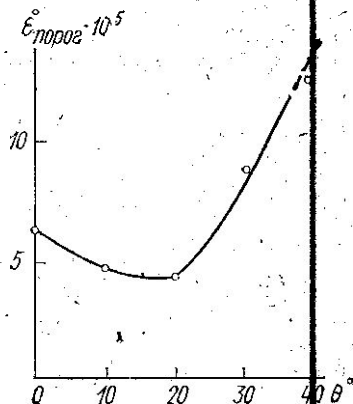


Рис. 4. Зависимость амплитуды деформации  $\epsilon_{\text{порог}}^0$ , при которой обнаруживается неупругое поведение образцов, от угла  $\theta$

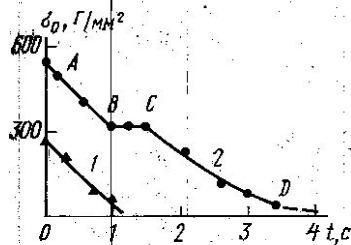


Рис. 5. Релаксация напряжений в центральной части образца монокристалла NaCl после прекращения ультразвуковой вибрации ( $\theta=0$ ); 1—после упругой и 2—после пластической деформации ультразвуком

Как видно из рис. 3, отклонение от закона Гука наблюдается для образцов с  $\theta=0 \div 20^\circ$  при амплитудах деформации  $\epsilon^0=3 \div 5 \cdot 10^{-5}$ , в то время как для образцов с ориентацией  $\theta=30 \div 45^\circ$  закон Гука выполняется удовлетворительно и при более высоких амплитудах ( $\epsilon^0 \sim 10^{-4}$ ). Зависимость амплитуды деформации  $\epsilon_{\text{порог}}^0$  от угла  $\theta$  представлена на рис. 4. Минимум  $\epsilon_{\text{порог}}^0(\theta)$  при  $\theta \approx 20^\circ$  соответствует равенству средних факторов Шмида, т. е. скалывающих напряжений, в системах скольжения дислокаций  $\{110\} \langle 110 \rangle$  и  $\{100\} \langle 110 \rangle$ , наблюдающихся при комнатной температуре в кристаллах NaCl [7]. При  $\theta=45^\circ$  образцы, минуя стадию пластического течения, испытывают хрупкое разрушение по плоскостям спайности.

Из приведенных на рис. 2, 3 и 4 экспериментальных результатов можно сделать заключение, что для образцов NaCl в интервале амплитуд деформаций  $\epsilon^0=10^{-6} \div 10^{-5}$  с достаточной степенью точности можно использовать гуковское приближение.

Поляризационно-оптическая схема, предложенная в [1], позволяет также проконтролировать распределение напряжений в заданном сечении образца  $y=\text{const}$ . Опыты показали, что ширина переходной области, в пределах которой напряжения падают от конечного значения в объеме кристалла до нуля на его свободной поверхности, зависит от точности соблюдения резонансных условий, состояния поверхности и кристаллографической ориентации образцов.

После прекращения ультразвуковой вибрации амплитуда напряжения  $\sigma_0$  в данном сечении образца уменьшается со временем в общем случае не монотонно. Пример релаксации напряжений в среднем сечении образца  $y=L/2$  после прекращения вибрации показан на рис. 5. Кривая 1 соответствует релаксации напряжений в области упругой деформации образца ультразвуком, кривая 2 — после пластической деформации. Остаточные напряжения, которые могли бы иметь место, не наблюдались; во всяком случае величина этих напряжений не превосходит значения  $\sim 10$  Г/мм<sup>2</sup>, определяемого чувствительностью установки.

Предполагая, что зависимость  $\sigma_0$  от  $t$  экспоненциальна, можно оценить характерное время  $\tau$ , по истечении которого амплитуда напряжения уменьшается в  $e$  раз. Кривая 1 на рис. 5 дает для этой величины значение  $\tau=0,6\pm 0,1$  с. По кривой 2 того же рисунка видно, что в пластически деформированном образце релаксация напряжений происходит в несколько стадий и не может быть охарактеризована одним временем. Так, на участке  $AB$  время релаксации  $\tau_1=0,7\pm 0,1$  с; на участке  $BC$ , где амплитуда напряжения практически не меняется, время релаксации  $\tau_2$  велико; на участке  $CD$  время релаксации  $\tau_3=1,2\pm 0,1$  с.

Таким образом, применение поляризационно-оптического метода позволило установить интервал напряжений, в пределах которого соблюдается закон Гука, а следовательно справедлива теория метода измерения внутреннего трения с помощью составного осциллятора [2]. Получены данные о временах релаксации напряжений в образцах NaCl, пластически деформированных ультразвуком. Показано, что в результате пластического деформирования монокристаллов ультразвуком макроскопические остаточные напряжения не создаются.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тяпунина Н. А. и Наими Е. К. «Изв. АН ЛатвССР», физ.-тех. науки, 6, 30, 1970.
2. Швидковский Е. Г. и Дургарян А. А. НДВШ, физ.-мат. науки, 5, 211, 1958.
3. Наими Е. К. Автореферат канд. дисс. М., МГУ, 1971.
4. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1967.
5. Marx J. Rev. Sci. Instr., 22, 503, 1951.
6. Белозерова Э. П., Тяпунина Н. А., Казак Ф. А. «Физика твердого тела», 10, 3540, 1968.
7. Степанов А. В. и Бобриков В. П. ЖЭТФ, 26, 795, 1956.

Поступила в редакцию  
1.3 1975 г.

Кафедра  
молекулярной физики и механики