

УДК 539.211.004.12:535.091

ФИЗИКА

И. И. НОВАК, В. Е. КОРСУКОВ, А. Г. БАНЩИКОВ

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ТИТАНАТЕ СТРОНЦИЯ

(Представлено академиком С. Н. Журковым 29 IV 1975)

Поверхностные колебания, обусловленные нарушением трансляционной симметрии в кристаллах, изучались в ряде работ методом нарушенного полного внутреннего отражения (н.п.в.о.) в кристаллах как кубической, так и анизотропной структуры⁽¹⁻³⁾.

Амплитуда поверхностных колебаний, которые локализованы в тонком приповерхностном слое, с увеличением расстояния от поверхности затухает на глубине, много большей постоянной решетки.

В настоящей работе предпринята попытка изучить влияние одноосного сжатия на спектры поверхностных поляритонов в сегнетоэлектрических монокристаллах титаната стронция. Наблюдая спектры поверхностных поляритонов при механическом сжатии, можно оценить изменения оптических постоянных, происходящие в приповерхностном слое кристалла.

Из монокристаллических образцов, выращенных газопламенным методом, вырезали пластины размером $(17 \times 6 \times 0,7 \text{ мм}^3)$, причем исследуемой поверхностью была кристаллографическая плоскость (111). Направление одноосного сжатия совпадало с осью x (рис. 1). Оптическую полировку поверхностей производили алмазными пастами. Спектры н.п.в.о. регистрировали при комнатной температуре на спектрофотометре DS-403G, снабженном приставкой н.п.в.о.-1 с полуцилиндрической призмой из KRS-5. Запись спектров производили в p -поляризованном свете (степень поляризации до 98%), расходимость пучка составляла $\sim 10^\circ$.

На рис. 2 представлены полученные экспериментально спектры поляритонов, относящиеся к низкочастотной и высокочастотной поляритонным ветвям для образца без нагрузки и под нагрузкой.

Наличие двух поляритонных минимумов для титаната стронция обусловлено вкладами в поляризуемость кристалла высокочастотного (555 см^{-1}) и низкочастотного (100 см^{-1}) оптических фононов, соответствующих валентным колебаниям $\text{Ti}-\text{O}$ и колебаниям подрешетки Sr относительно $\text{Ti}-\text{O}_2$ ⁽⁴⁾. Спектры поверхностных поляритонов обеих ветвей наблюдали в областях частот $430-460 \text{ см}^{-1}$ и $580-730 \text{ см}^{-1}$ ⁽⁵⁾. Оказалось, что при величине промежутка $d=2-5 \text{ мкм}$ между призмой и поверхностью кристалла (рис. 1), влияние призмы на полуширину и положение максимумов полос минимально. Одноосное сжатие, как видно из рис. 2, приводит к смещению в сторону высоких частот и несимметричному изменению контуров полос; одновременно полуширина полосы 2γ уменьшается. Изме-

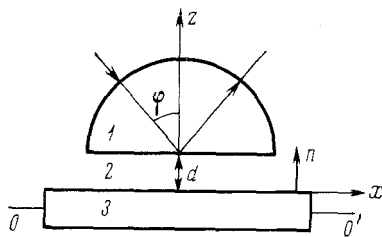


Рис. 1. Полуцилиндр из KRS-5, 2 — воздушный зазор, 3 — монокристалл SrTiO_3 ; OO' — ось сжатия, n — вектор нормали к плоскости (111)

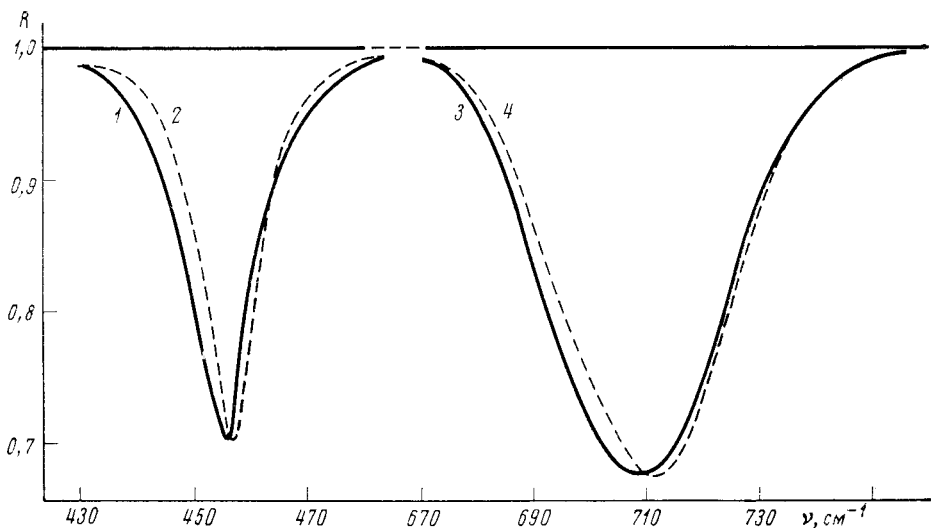


Рис. 2. Спектры н.п.в.о. для SrTiO_3 низкочастотного (1, 2) и высокочастотного (3, 4) поляритонов: 1, 3 — исходного образца; 2, 4 — образца под нагрузкой $\sigma_1 = 7 \text{ кг/мм}^2$

нение угла падения пучка на образец позволяло получать различные значения проекций волнового вектора на поверхность кристалла, которые вычислялись по формуле

$$k/2\pi = n_1 \sin \varphi \cdot \nu,$$

где n_1 — показатель преломления KRS-5, $n_1 \approx 2.4$, φ — угол падения света в призме, ν — частота максимума полосы. При разных волновых векторах снимали спектры деформированного и недеформированного кристалла. По результатам измерений удалось построить часть дисперсионной кривой. Влияние одноосного сжатия на спектр н.п.в.о. обнаружено во всех точках низкочастотной дисперсионной ветви (рис. 3).

При фиксированном угле падения света на поверхность образца $\varphi = 35^\circ$ на частоте низкочастотного поляритона обнаружено увеличение частоты и уменьшение полуширины полосы поляритона по мере возрастания одноосного сжимающего напряжения (рис. 4). Коэффициенты пропорционально изменения полуширины и положения полосы от величины сжимающей механической нагрузки составляют соответственно

$$\frac{d(\Delta 2\gamma)}{d\sigma} = (-0,7 \pm 0,2) \frac{\text{см}^{-1}}{\text{кг/мм}^2}, \quad \frac{d(\Delta \nu)}{d\sigma} = (0,23 \pm 0,07) \frac{\text{см}^{-1}}{\text{кг/мм}^2}$$

В общем случае частота поверхностного поляритона ω_s при $k/2\pi \rightarrow \infty$ определяется из соотношения

$$\varepsilon'(\omega_s) = -\varepsilon_M,$$

где $\varepsilon'(\omega_s)$ — реальная часть диэлектрической функции кристалла на частоте ω_s , ε_M — диэлектрическая постоянная окружающей среды (воздух). Изменение под действием одноосного механического сжатия частоты и полуширины полосы в спектрах н.п.в.о. обусловлено изменением оптических постоянных кристалла в том слое, где локализованы поверхностные колебания. Изменения в спектрах как на низкочастотной поляритонной ветви, так и на высокочастотной, носят обратимый характер, т. е. после снятия механической нагрузки контур регистрируемой полосы для недеформируемого образца восстанавливается. Следовательно, наблюдаемый эффект связан с упругой деформацией кристалла.

Следует отметить, что смещение частоты поверхностных колебаний (п.к.) весьма велико, если сравнивать его со смещениями в спектре внеш-

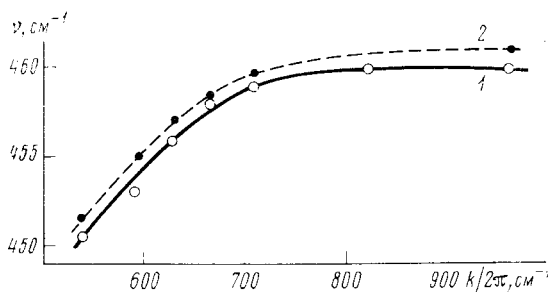


Рис. 3

Рис. 3. Низкочастотные дисперсионные кривые поверхностных колебаний в SrTiO_3 : 1 — исходного образца, 2 — образца под нагрузкой $\sigma_t = 7 \text{ кг/мм}^2$

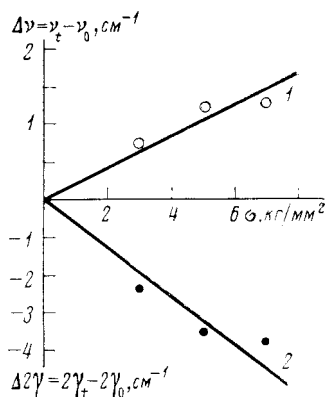


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость частоты ν_t (1) и полуширины полосы $2\gamma_t$ (2) низкочастотного поляритона от величины одноосного сжатия при $k/2\pi = 626 \text{ см}^{-1}$

него отражения ⁽⁶⁾ или со смещениями в спектрах комбинационного рассеяния ⁽⁷⁾. Согласно результатам этих работ, смещение при нагрузке 7 кг/мм^2 составляет в среднем $0,1 \text{ см}^{-1}$. В нашем случае такой же нагрузке соответствует сдвиг на 1 см^{-1} , т. е. на порядок больше.

В связи с изучением приповерхностных кристаллических слоев разной толщины, необходимо знать глубину, на которую проникает в кристалл электромагнитное излучение. Закон изменения амплитуды волны вдоль положительного направления оси z (рис. 1) $E_z \sim \exp(\kappa 2\pi v z)$ ⁽⁸⁾ позволяет определить глубину проникновения

$$d = \frac{1}{2\pi v \kappa} = \frac{1}{2\pi v (n_1^2 \sin^2 \varphi - \epsilon'(\omega_s))^{1/2}} \quad (1)$$

где ν (см^{-1}) — частота колебаний, n_1 — показатель преломления вещества призмы, φ — угол падения, $\epsilon'(\omega_s) = -1$.

Расчет глубины на частотах п.к. 460 и 710 см^{-1} при $n_1 = 2,4$ (KRS-5) дает соответственно $2,0$ и $1,3 \text{ мкм}$. Кроме того, глубину захождения, как видно из (1), можно уменьшить, используя призмы из вещества с большим показателем преломления.

Таким образом, полученные результаты показывают, что поверхностные колебания весьма чувствительны к нагрузке. Это позволяет надеяться использовать метод н.п.в.о. поверхностных колебаний для изучения механических свойств приповерхностного слоя кристаллических тел.

Авторы выражают благодарность акад. С. Н. Журкову, Ю. М. Гербштейну, В. В. Брыксни за полезные обсуждения данной работы.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР
Ленинград

Поступило
22 IV 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ N. Marschall, B. Fischer, Phys. Rev. Letters, v. 28, № 13, 841 (1972). ² Ю. А. Пасечник, О. В. Снитко и др., ФТТ, т. 16, 719 (1974). ³ В. В. Брыксин, Д. Н. Мирлин, Н. Н. Решина, ФТТ, т. 15, 1118 (1973). ⁴ C. H. Perry, B. N. Khanna, G. Ruprecht, Phys. Rev., v. 135, № 2A, A408 (1964). ⁵ B. Fischer, D. Bauerle, W. J. Buckel, Solid State Commun., v. 14, 291 (1974). ⁶ B. A. Weinstein, M. Cardona, Phys. Rev. B, v. 5, № 8, 3120 (1972). ⁷ F. Cardeira, C. J. Buchenauer et al., Phys. Rev. B, v. 5, № 8, 3120 (1972). ⁸ V. V. Bryksin, Yu. M. Gerbstein, D. N. Mirlin, Phys. Stat. Sol. (b), v. 51, 901 (1972).