

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГЕНЕРАЦИЮ ФОНОНОВ В p -Те

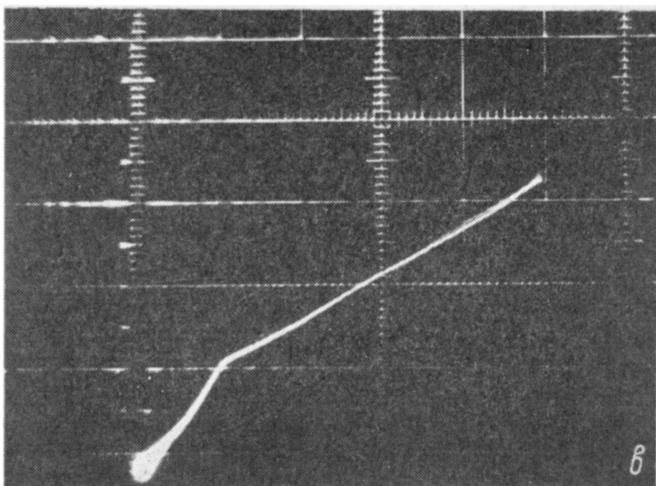
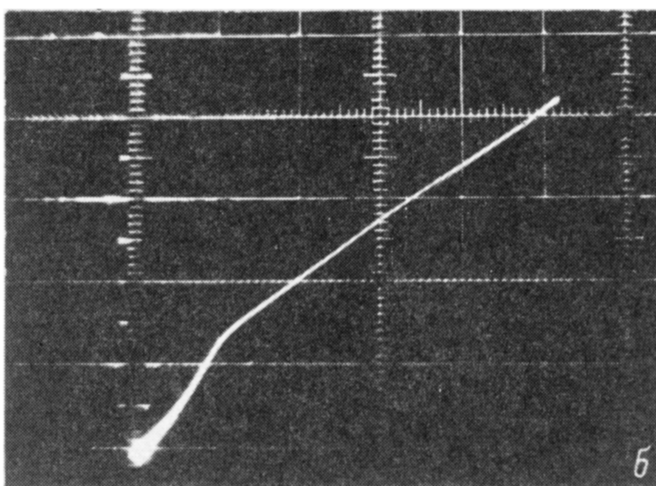
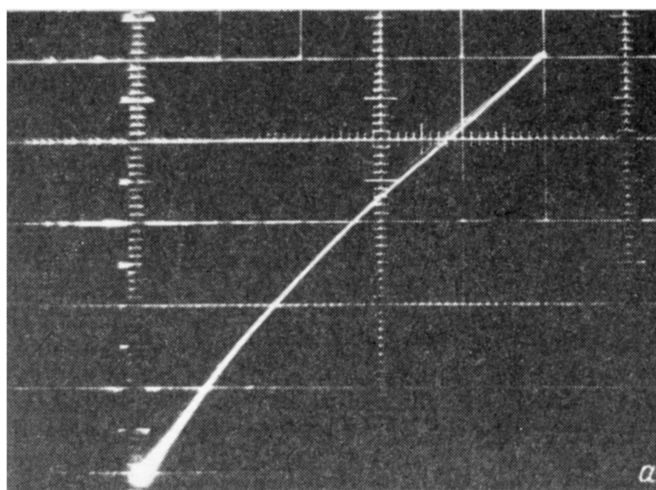
Р. И. Баширов, В. И. Пустовойт, В. З. Жогов,
Н. Н. Либерман, Т. С. Пышненко

Усиление и генерация акустических волн в монокристаллах теллура сверхзвуковым дрейфом носителей обладают рядом особенностей из-за весьма сильной анизотропии акустоэлектронного взаимодействия (АЭВ). Именно благодаря сильной анизотропии АЭВ наложение внешнего магнитного поля резко меняет картину генерации фононов. Проведенные ранее эксперименты [1-3] по генерации фононов в слабом магнитном поле, т. е. когда безразмерный параметр $h = \mu H/c \ll 1$ (μ — подвижность, H — магнитное поле, c — скорость света), показали, что наложение магнитного поля приводит к изменению диаграммы излучения фононов, и, как следствие этого, изменяется ВАХ образца. Так, с изменением направления в плоскости XU поперечного к направлению дрейфа электронов (ось z) магнитного поля на ВАХ образца было обнаружено шесть экстремумов, что качественно хорошо согласуется с изменением весьма сложной диаграммы излучения фононов в магнитном поле в анизотропном кристалле теллура. Для менее анизотропных кристаллов, у которых диаграмма излучения фононов имеет ось симметрии, эти эффекты в экспериментах не наблюдаются [4, 5].

Цель настоящего исследования — изучение генерации акустических фононов в монокристаллах p -Те, помещенных в достаточно сильное магнитное поле ($h = \mu H/c \gg 1$). Известно, например, что продольное магнитное поле не оказывает сильного влияния на движение носителей вдоль силовых линий магнитного поля, и поэтому для изотропной среды продольное магнитное поле не будет оказывать заметного влияния на генерацию фононов. Ситуация, однако, резко меняется, когда акустоэлектронное взаимодействие обладает сильной анизотропией. В этом случае, как увидим ниже, достаточно сильное продольное магнитное поле может изменить интенсивность генерируемых фононов; многие явления, наблюдаемые в p -Те и связанные с процессом генерации фононов, также будут резко меняться в продольном магнитном поле. Действительно, как показано в работе [6], инкремент генерации фононов с волновым вектором \mathbf{q} в магнитном поле может быть представлен в виде (без учета вязкого поглощения)

$$\Gamma_{\alpha}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} \frac{4\pi(\beta_i, k, l q_i q_k b^{\alpha})^2}{\rho V_{\alpha}^2(\mathbf{q}) \varepsilon_0(\mathbf{q})} \frac{4\pi\sigma_0}{q V_{\alpha}(\mathbf{q}) \varepsilon_0(\mathbf{q})} \frac{1 + (\mathbf{q}\mathbf{h})^2/q^2}{1 + h^2} \times \\ \times \frac{1 - (\mathbf{q}\mathbf{V}_d)/q V_{\alpha}(\mathbf{q})}{\left[1 - \frac{\mathbf{q}\mathbf{V}_d}{q V_{\alpha}(\mathbf{q})}\right]^2 \left[\frac{4\pi\sigma_0}{q V_{\alpha}(\mathbf{q}) \varepsilon_0(\mathbf{q})} \frac{1 + (\mathbf{q}\mathbf{h})^2/q^2}{1 + h^2} (1 + r_d^2)\right]^2}, \quad (1)$$

где $\beta_{i, k, l}$ — пьезомодули «по деформации»; $\mathbf{b}^{\alpha} = \mathbf{b}^{\alpha}(\mathbf{q})$ — вектор поляризации звуковой волны; $V_{\alpha}(\mathbf{q})$ — скорость звука поляризации α ; $\sigma_0 = = e\mu$ — проводимость; $\varepsilon_0(\mathbf{q})$ — диэлектрическая проницаемость (для анизотропного кристалла зависит от направления волнового вектора \mathbf{q}); $h = \mu H/c$ — безразмерное магнитное поле; r_d — дебаевский радиус. Из формулы (1) видно, что влияние продольного магнитного поля определяется величиной скалярного произведения $(\mathbf{q}\mathbf{h})$. Если генерация фононов происходит главным образом вдоль направления магнитного поля, т. е. «осевая» генерация, то величина $(\mathbf{q}\mathbf{h})$ максимальная для этих направлений \mathbf{q} и инкремент (1) практически не зависит от величины магнитного поля. Если же скалярное произведение $(\mathbf{q}\mathbf{h})$ мало, т. е. преимущественно генерируются внеосевые фононы, то влияние магнитного поля становится



Вольт-амперные характеристики p -Te, 77 К при $H=0$ (а), 100 (б), 200 кЭ (в).
Масштаб по горизонтали — 50 В/дел., по вертикали — 0.3 А/дел.

существенным. Именно этот случай и реализуется в наших экспериментах в p - Γ e.

Направление, в котором константа связи поперечных волн максимальна [7, 8], находится в плоскости YZ кристалла и составляет угол около 10° относительно оси Y . Из численных оценок для кристаллов p - Γ e видно, что первым членом в знаменателе (1) можно пренебречь по сравнению со вторым и формула (1) для инкремента примет вид

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{H}) = \Gamma_\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{H} = 0) \frac{1 + h^2}{1 + h^2 \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

где $\Gamma_\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{H})$ — инкремент генерации в присутствии магнитного поля, а $\Gamma_\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{H} = 0)$ — при $H = 0$. Таким образом, из (2) видно, что инкремент генерации для волн с заданным направлением будет в

$$(1 + h^2)/(1 + h^2 \cos^2 \theta)$$

раз больше в присутствии магнитного поля, чем без него. Численные оценки для p - Γ e дают ($\mu = 3000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $H = 200 \text{ кЭ}$) при $h = 4$ и $\theta = 80^\circ$

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{H}) = 11.47 \Gamma_\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{H} = 0).$$

Таким образом, видно, что в продольном магнитном поле более чем на порядок возрастает инкремент генерации генерируемых фононов в направлении, где константа связи максимальна. Фактически же уравнение для определения волнового вектора \mathbf{q} , в котором интенсивность генерируемых фононов максимальна, определяется из условия $\partial \Gamma_\alpha / \partial q = 0$, которое в общем случае зависит и от магнитного поля. Оценки показывают, что роль магнитного поля заметна при $h \approx 1$, т. е. при $H \geq 45 \text{ кЭ}$.

Для изучения этих явлений были выбраны образцы p - Γ e с концентрацией $n = 5 \cdot 10^{14} \div 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и холловской подвижностью $\mu = 2 \cdot 10^3 \div 3.5 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, в которых в отсутствие магнитного поля наблюдалось очень слабое отклонение от закона Ома даже в сильных электрических полях (см. рисунок, а). Импульсное электрическое поле ($E_{\text{max}} = 250 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$) длительностью $\tau = 50 \text{ мкс}$ и импульсное магнитное поле с периодом изменения 300 мкс подавались вдоль главной кристаллографической оси кристалла. Электрическое поле прикладывалось к образцу в режиме генератора напряжения синхронно с импульсом магнитного поля. Регистрация ВАХ проводилась с монокристаллических прямоугольных брусков размерами $1 \times 0.1 \times 0.1 \text{ см}$. ВАХ на рисунке, б, в показывают влияние продольного магнитного поля на величину генерации фононов. Видно, что сильное магнитное поле приводит к резкому усилению акустических волн и уменьшению порогового электрического поля.

Авторы благодарны К. М. Алиеву за помощь в проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

- [1] Zhochov V. Z., Stepurenko A. A., Pustovoyt V. I., Mazur M. M. Phys. Stat. Sol. (a), 1981, vol. 65, N 2, p. 491—496.
- [2] Морозов А. И., Беляев А. Д., Либерман Н. Н. ФТТ, 1978, т. 20, № 10, с. 3136—3138.
- [3] Жохов В. З., Либерман Н. Н., Пустовойт В. И. XIII Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Киев, 1986, ч. I, с. 11—12.
- [4] Брэй Р., Доля В., Росс Дж. Б. Тр. IX Междунар. конф. по физике полупроводников. М., 1968, т. 2, с. 972—977.
- [5] Кичуци М., Халкава Х. Там же, с. 992—995.
- [6] Пустовойт В. И., Мухомтов Ю. П. ФТТ, 1971, т. 13, № 10, с. 3059—3069.
- [7] Илизавский Ю. В., Яшкинд Э. З. ФТТ, 1975, т. 17, № 4, с. 1123—1128.
- [8] Quentin G., Thuillier J. M. Proc. Intern. Conf. Phys. Semicond. Kyoto, 1966, p. 493—497.

Институт физики Дагестанского
филиала АН СССР
Махачкала

Поступило в Редакцию
23 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
4 апреля 1988 г.