

АКУСТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ АСИММЕТРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

A.A. Чабан

Ниже будет показано, что обнаруженная недавно асимметрия электропроводности для нецентросимметричных кристаллов должна привести к появлению новых акустических явлений.

Фундаментальное утверждение о допустимости четной по электрическому полю компоненты тока (т. е. об асимметрии тока и электропроводности, поскольку при этом $j(E) \neq -j(-E)$) было сделано Казлаускасом и Левинсоном¹. В проведенных затем исследованиях были выделены два механизма: асимметрия рассеяния носителей^{2, 3} и наличие микроскопических и макроскопических барьеров^{4, 5}. Звуковая волна в пьезокристаллах сопровождается электрическим полем, поэтому следует ожидать, что асимметрия электропроводности приведет и к новым акустическим эффектам. Кроме самостоятельного интереса, эти эффекты очень удобны при исследовании электрической асимметрии ввиду упрощения или полного отсутствия контактов. Соответствующие эксперименты могут дать надежное подтверждение результатам экспериментальных работ^{2, 4}.

Пусть вначале асимметрия электропроводности обусловлена асимметрией рассеяния носителей. Будем рассматривать кристалл InSb *p*-типа, поскольку лишь для него проведено соответствующее экспериментальное исследование². В этом кристалле электрическое поле E , параллельное направлению [110] (примем его за ось ξ), приводит к появлению вдоль кристаллографической оси Z поперечного тока $j_1 = X E^2$ ². Естественно, что электрическое поле пьезоактивной волны звука, бегущей вдоль оси ξ и имеющей смещение по оси Z , приведет к появлению нестандартного эффекта – поперечного, четного по волновому вектору тока. Механизм в принципе отличен от концентрационной нелинейности, которая приводит к появлению обычной продольной акустоэдс⁶. Подставляя выражение для электрического поля звуковой волны в проводнике⁷ и усредняя по времени, получим:

$$j_1 = \frac{\chi e_{14}^2}{2\epsilon^2} \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right]^{-1} |A|^2. \quad (1)$$

Здесь e_{ij} – пьезомодуль, ϵ – диэлектрическая проницаемость, $\omega_c = \sigma/\epsilon$, σ – проводимость, $\omega_D = s^2/D_n$, D_n – коэффициент диффузии, s – скорость звука, ω – круговая частота звука, A – амплитуда относительной деформации. Использовано условие $k l \ll 1$, где l – длина свободного пробега дырок, k – волновое число. Для InSb при 77 К это дает ограничение $\omega \ll 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Сделаем естественное предположение, что σ и χ не зависят от ω , а χ/σ слабо зависит от концентрации носителей. Тогда в InSb при концентрации дырок 10^{15} см^{-3} (на порядок меньше, чем в²), $\omega = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, длине электродов вдоль ξ 0,3 см (нужно учитывать затухание звука), амплитуде относительной деформации при входе под электроды 10^{-5} будет наведена акустоэдс около $20 \text{ мВ}\cdot\text{см}^{-1}$. Существенно отметить, что она имеет при данных параметрах практический ту же величину, что и обычная продольная акустоэдс. Возможно, рассматриваемый эффект уже наблюдался в⁸ и ряде последующих работ, где обнаружили большую поперечную акустоэдс, причем объясняли ее появление неоднородностью освещения и рядом других побочных причин.

Существенно подчеркнуть, что в противоположном предельном случае $k l \gg 1$ принципиальная возможность появления поперечной акустоэдс при некоторых определенных механизмах асимметрии отмечалась в⁹. Однако речь там шла о трудно наблюдаемом эффекте (на четыре порядка слабее продольной акустоэдс).

Более перспективным представляется нам несколько иной вариант. Пусть навстречу друг другу по оси ξ распространяются две звуковые волны одинаковой частоты ω . Произведение электрических полей встречных волн в выражении для тока содержит однородное по ξ

слагаемое, изменяющееся с частотой 2ω . Принимаемый сигнал акустоэдс будет необычным случаем поперечной свертки в объеме монокристалла, а не на его границе⁶. Выражение для амплитуды осцилляций тока отличается от (1) только заменой $|A|^2$ на $2|A_1 A_2|$, где A_1 и A_2 — амплитуды относительной деформации для встречных волн.

Очень интересна и асимметрия проводимости из-за микроскопических и макроскопических барьеров. При полях в сотни вольт на сантиметр экспериментально обнаружено различие проводимости в противоположных направлениях до порядка⁴. Это может привести к интересному эффекту в поле стоячей звуковой волны. При ее включении возникает периодический в пространстве "выпрямленный" ток из-за переменного электрического пьезополя. В установленном режиме, когда выпрямленный ток уже отсутствует, должны существовать периодические в пространстве заряд и электрическое поле. Электрооптический эффект позволяет наблюдать эту структуру по изменению показателя преломления (ср. с фоторефрактивным эффектом¹⁰). Но в отличие от случая асимметрии из-за рассеяния, здесь не ясна частотная зависимость тока. Поэтому предложенный эксперимент может подтвердить, но не опровергнуть результаты работы⁴. Он также удобен для выяснения типа используемых барьеров по частотной зависимости. Оценку проведем, когда частотной зависимости в мегагерцовой области нет (легко предложить простые модели таких барьеров). Рассмотрим кристалл типа $3m$. Пусть звуковая волна с относительной деформацией $A \cos kz \cos \omega t$ имеет смещение по кристаллографической оси Z и по оси Z поляризован пробный световой пучок. Тогда возмущение в показателе преломления при большой асимметрии тока грубо по порядку величины составит

$$\Delta n \sim \frac{n^3 \Gamma_{33} e_{33}}{2e_{33}} A \cos(kz + \alpha). \quad (2)$$

Здесь n — невозмущенный показатель преломления пробного пучка, e_{ij} — низкочастотная диэлектрическая проницаемость, e_{ij} — пьезомодуль, Γ_{ij} — тензор линейного электрооптического эффекта. Для LiNbO_3 при $A = 10^{-4}$ получим $\Delta n \sim 10^{-4}$.

Литература

1. Казлаускас П.-А.В., Левинсон И.Б. ФТТ, 1964, 6, 3192.
2. Ткаченко А.Ю., Иванов Ю.Л. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 270.
3. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 268.
4. Канаев И.Ф., Малиновский В.К. ДАН СССР, 1982, 266, 1367.
5. Стурман Б.И. ФТТ, 1982, 24, 3079.
6. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. — М.: Наука, 1984.
7. White D.L. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2547.
8. Морозов А.И. ФТТ, 1968, 10, 3585.
9. Шмелев Г.М., Нгуен Хонг Шон, Цуркан Г.И. ФТП, 1984, 18, 1314.
10. Фридкин В.М. Фотосегнетоэлектрики. М.: Наука, 1979.