АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIII 1967 Вып. 1

УДК 534—8+548

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ УЛЬТРАЗВУКА В CdS ПРИ ПОМОЩИ ЗВУКОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

М. Б. Гитис, В. А. Шутилов

На основе частотного сдвига максимума звукоэлектрического эффекта с изменением электропроводности σ выполнены исследования дисперсии продольных ультразвуковых волн вдоль оптической оси монокристалла сульфида кадмия в области максимального электронного поглощения звука. Практически измерялась зависимость скорости звука от σ при частотах $\sim$ 5, 8, 14 и 30 *Мгц* в импульсном режиме. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими кривыми, построенными на основании теории Хатсона и Уайта. В направлениях, перпендикулярных оптической оси, скорость продольных волн не зависит от σ.

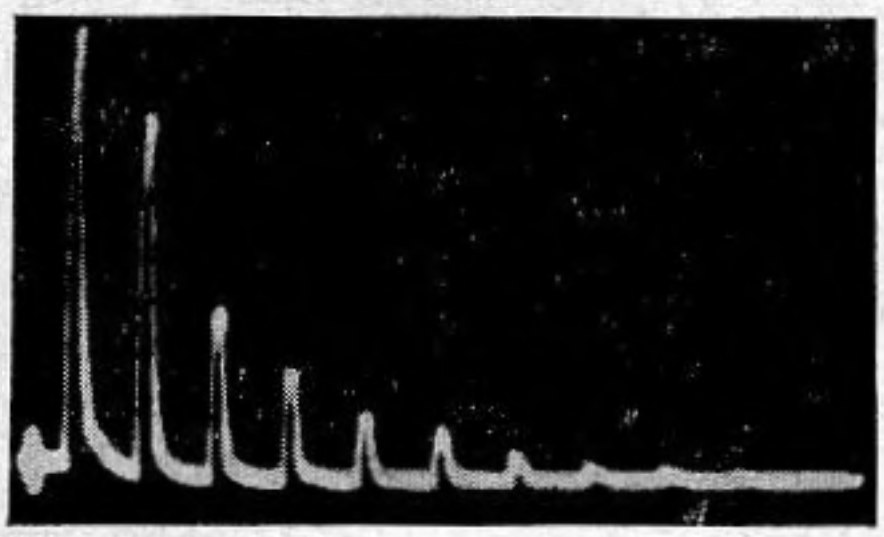
Как известно, при распространении ультразвуковых волн в пьезоэлектрическом полупроводниковом кристалле на его гранях, перпендикулярных волновому вектору звука, возникает постоянная разность потенциалов, если смещение частиц в ультразвуковой волне происходит вдоль пьезоэлектрической оси. Этот эффект, называемый звукоэлектрическим, возникает вследствие акустического увлечения носителей тока (электронов в случае полупроводников n-типа), обусловленного их пьезоэлектрическим взаимодействием с упругими колебаниями в кристалле. Если пренебречь затуханием ультразвука в кристалле, то величину звукоэлектрического напряжения на его гранях $U_з$ можно оценить по формуле Вейнрейха [1], которую с учетом входного сопротивления измерительного прибора R можно написать в виде

$$U_з = \lambda I \alpha_0 \mu d R \,/\, \sigma c (R + R_к), \tag{1}$$

где I — интенсивность ультразвука, α_0 — поглощение звука носителями, μ — эффективная подвижность носителей, σ — электропроводность, d — толщина кристалла, c — скорость звука в данном направлении, $R_к$ — сопротивление кристалла, λ — численный коэффициент, характерный для кристалла данного типа.

Среди известных полупроводниковых кристаллов наиболее сильным звукоэлектрическим эффектом характеризуются высокоомные фоточувствительные кристаллы CdS n-типа. Экспериментальному исследованию эффекта в CdS посвящено несколько работ [2—5], в которых исследована зависимость $U_з$ от проводимости, длины волны подсветки и других факторов и подтверждена предсказываемая теоретической формулой (1) пропорциональность эффекта интенсивности звука (т. е. квадратичная зависимость от амплитуды звуковой волны при фиксированной частоте) и отсутствие частотной зависимости эффекта при I = const. В силу этого соответствующим образом ориентированная пластинка из кристалла CdS может служить широкополосным приемником ультразвука, который одновременно «детектирует» ультразвуковой сигнал, исключая весь высокочастотный приемный тракт. Такой звукоэлектрический приемник на основе высокоомного фоточувствительного монокристалла CdS испытывался нами на

частотах от 4 до 200 *Мгц*. Импульсы продольных ультразвуковых волн вводились в кристалл вдоль его оптической оси через линию задержки в виде цилиндрического стержня из плавленого кварца длиной 10 *см*. Для обеспечения сквозного прохождения ультразвука через кристалл к его выходной грани прижимался второй кварцевый стержень. Звукоэлектрические импульсы снимались с металлизированных торцов кварцевых стержней и подавались на низкочастотный осциллограф С1-4. При измерениях в темновом режиме или при слабом освещении, т. е. при большом внутреннем сопротивлении кристалла $R_к$, для согласования с осциллографом использовался катодный повторитель. При больших освещенностях ($R_к \leqslant R$) необходимость в катодном повторителе отпадает. В этом случае фронты звукоэлектрических импульсов лишь незначительно затягиваются входной емкостью осциллографа. В качестве иллюстрации на фиг. 1 представлена фотография серии звукоэлектрических импульсов, полученных без катодного повторителя при оптимальной электропроводности $\sigma = 5 \times 10^{-5}$ *ом*$^{-1}$*см*$^{-1}$ на частоте 14 *Мгц* и при длительности прямоугольных ультразвуковых импульсов 8 *мксек*. В начале развертки видна слабая высокочастотная наводка от возбуждающего генератора («зондирующий импульс»). Серия спадающих звукоэлектрических импульсов соответствует многократному отражению акустического импульса от торцов кварцевого стержня, диаметр которого превышал поперечные размеры образца CdS.



Фиг. 1

Слабые звукоэлектрические импульсы регистрировались при помощи однокаскадного видеоусилителя на лампе 6 Ф1П с коэффициентом усиления $\sim 80-90$. С использованием усилителя удавалось зарегистрировать ультразвуковые сигналы при напряжении в несколько вольт на излучающем кварце, работающем на основной частоте 14 *Мгц*. При этом в трех исследованных кристаллах с разной темновой проводимостью максимальный эффект получался при некоторых значениях $\sigma = \sigma_m \sim 10^{-5}-10^{-6}$ *ом*$^{-1}$*см*$^{-1}$, уменьшающихся с понижением частоты ультразвука.

Если звукоэлектрический эффект наблюдается в образце CdS с плоскопараллельными гранями, и если длительность импульса превышает время распространения звука в образце, то величина звукоэлектрического напряжения $U_з$ будет зависеть от частоты в соответствии с частотной зависимостью интенсивности звука I, проникающего в кристалл. Последняя в этом случае определяется коэффициентом прозрачности слоя CdS:

$$I(\omega) = I_0 D(\omega);\ D(\omega) = [1 + a \sin^2 (\omega d / c)]^{-1}, \qquad (2)$$

где I_0 — интенсивность падающей волны, ω — частота ультразвука, $a = (m-1)^2 / 4m^2$, m — отношение волновых сопротивлений кристалла CdS в направлении оптической оси и материала линии задержки.

Очевидно, при условии $\omega d / c = n\pi$ амплитуда звукоэлектрического импульса достигает максимума. С изменением скорости звука c в кристалле изменяется и частота, при которой наблюдается максимальная прозрачность. Следовательно, измеряя уход частоты, соответствующей максимуму звукоэлектрического эффекта при различных освещенностях, можно обнаружить изменение скорости звука. Благодаря квадратичной зависимости $D(\omega)$ от $\sin(\omega d / c)$ частотная настройка на максимум эффекта весьма чувствительна к изменению ω / c, что позволяет с достаточной точностью зарегистрировать малые изменения скорости звука в образце. Это обстоятельство было использовано нами для исследования дисперсии ультразвука в CdS, которая согласно теоретическому предсказанию Хатсона и Уайта

[6] должна иметь место вблизи частот $\omega = \omega_п = \sigma / \varepsilon$ (ε — диэлектрическая проницаемость CdS). Для скорости ультразвуковых волн в пьезоэлектрическом полупроводниковом кристалле Хатсоном и Уайтом [6] получено выражение:

$$c = c_0 \left[1 + \frac{k^2}{2} \cdot \frac{1 + \frac{\omega_п}{\omega_d} + \left(\frac{\omega_п}{\omega_d}\right)^2}{1 + 2\frac{\omega_п}{\omega_d} + \left(\frac{\omega_п}{\omega_d}\right)^2 + \left(\frac{\omega_п}{\omega}\right)^2} \right], \qquad (3)$$

где k — коэффициент электромеханической связи, ω_d — «частота диффузии», c_0 — скорость звука при $\omega \to 0$ ($\omega_п \to \infty$). Для продольных волн вдоль оптической оси в CdS $\omega_п = 1{,}2 \cdot 10^{12}\ \sigma\ сек^{-1}$, $\omega_d = 3 \cdot 10^{10}\ сек^{-1}$ [6]. Поэтому при частотах ультразвука в несколько мегагерц или десятков мегагерц $\omega_d \gg \omega$, $\omega_п$. Формула (3) в этом случае приобретает более простой вид:

$$c = c_0 \left[1 + \frac{k^2}{2} \left(1 + \frac{\omega_п^2}{\omega^2} \right)^{-1} \right]. \qquad (4)$$

Согласно выражению (4) при $\omega = \text{const}$ скорость звука c изменяется от максимального темнового значения $c = c_т = c_0(1 + k^2/2)$ при $\omega \gg \omega_п$ до минимального $c = c_0$ при $\omega_п \gg \omega$. Предельное относительное уменьшение скорости составляет $\Delta c / c_0 \approx \Delta c / c_т = k^2/2$. Поэтому из данных по дисперсии может быть определена эффективная величина коэффициента электромеханической связи.

Измерение зависимости скорости продольных волн вдоль оптической оси в CdS производилось нами на частотах 5; 8,1; 14,1 и 30,2 *Мгц*. Использовался фоточувствительный кристалл CdS с темновой проводимостью $\sigma = 10^{-9}\ ом^{-1}см^{-1}$, толщиной вдоль оптической оси $d = 7{,}29$ *мм* и прямоугольным сечением с размерами 10×7 *мм*^{2}. На его грани, перпендикулярные оптической оси, методом вакуумного распыления наносился тонкий слой индия, который после отжига при температуре 200° С обеспечивал надежные омические контакты. Проводимость кристалла изменялась освещением через боковые полированные грани лампой с вольфрамовой нитью. Импульсы ультразвука длительностью 8—10 *мксек* генерировались кварцевыми пластинками X-среза, возбуждавшимися на основной частоте или на третьей гармонике (30 *Мгц*) генератором ударного возбуждения, допускающим плавное изменение частоты в пределах полосы пропускания преобразователей при стабильности частоты не менее 10^{-5}.

Измерения производились следующим образом. По нескольким пульсациям темнового звукоэлектрического сигнала ($\sigma = 10^{-8}$—$10^{-7}\ ом^{-1}см^{-1}$), наблюдаемым при изменении частоты генератора в пределах полосы излучателя, определялась темновая скорость звука $c_т = 2d(\Delta\nu)_n / n$, где $(\Delta\nu)_n$ — разность частот, между которыми наблюдается n максимумов звукоэлектрического эффекта. Для измерения частот до 14 *Мгц* электрический сигнал генератора радиоимпульсов наблюдался на отдельном осциллографе вместе с синусоидальным сигналом от генератора ГСС-6. Изменением частоты генератора на экране осциллографа устанавливались нулевые биения. Соответствующая частота измерялась гетеродинным волномером типа 527. Измерения частоты в области 30 *Мгц* производились при помощи резонансного волномера Ч2-2.

После измерения темновой скорости, для которой при всех частотах получено значение $c_т = 4{,}3 \cdot 10^5$ *см/сек*, определялись частоты $\nu_т$ максимумов темнового эффекта вблизи середины полосы излучателя. При изменении освещения частоты максимумов смещались. Так как плотность и толщина кристалла при этом не изменяются, относительное изменение частоты соответствует относительному изменению скорости: $\Delta\nu / \nu_т = \Delta c / c_т$,

где $\Delta\nu = \nu_т - \nu$; $\Delta c = c_т - c$; ν, c — частота максимума сигнала и скорость звука при данном значении σ. Заметное уменьшение скорости звука наблюдалось лишь в области $\sim 0{,}1\omega < \omega_п < 10\omega$. С увеличением частоты эта область смещалась в сторону больших значений электропроводности.

Малость измеряемых значений $\Delta c / c_т$ требует введения поправки на сдвиг частоты наблюдаемого максимума звукоэлектрического сигнала вследствие смещения «полосы приемника» $D(\omega)$ относительно «полосы излучателя» $R(\omega)$ при изменении частоты. Полоса приемника определяется выражением (2), а $R(\omega)$ — непосредственно при измерениях. Максимум наблюдаемого звукоэлектрического эффекта определяется величиной $R(\omega)D(\omega)$, в то время как для определения величины дисперсии скорости звука необходимо знать максимальное значение $D(\omega)$. Поэтому, для того чтобы определить величину поправки $\Delta\omega'$, исследуем на экстремум функцию $D(\omega)R(\omega)$. Аналитически функция $R(\omega)$ может быть представлена в виде

$$R(\omega) = C / (1 + 2j\eta),$$

где C — некоторая константа $\eta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} Q$, $Q = 2\Delta\omega / \omega_0$, ω_0 — частота, соответствующая максимуму $R(\omega)$, $\Delta\omega$ — полуширина резонансной характеристики $R(\omega)$ на уровне 0,7.

Условие $\frac{d}{d\omega}[R(\omega)D(\omega)] = 0$ дает

$$\sin(\omega' d/c) = -\frac{2(\omega - \omega_0)Qc}{\omega_0^2 d} \cdot \frac{(3 + 4\eta^2)}{(1 - 16\eta^4)}. \qquad (5)$$

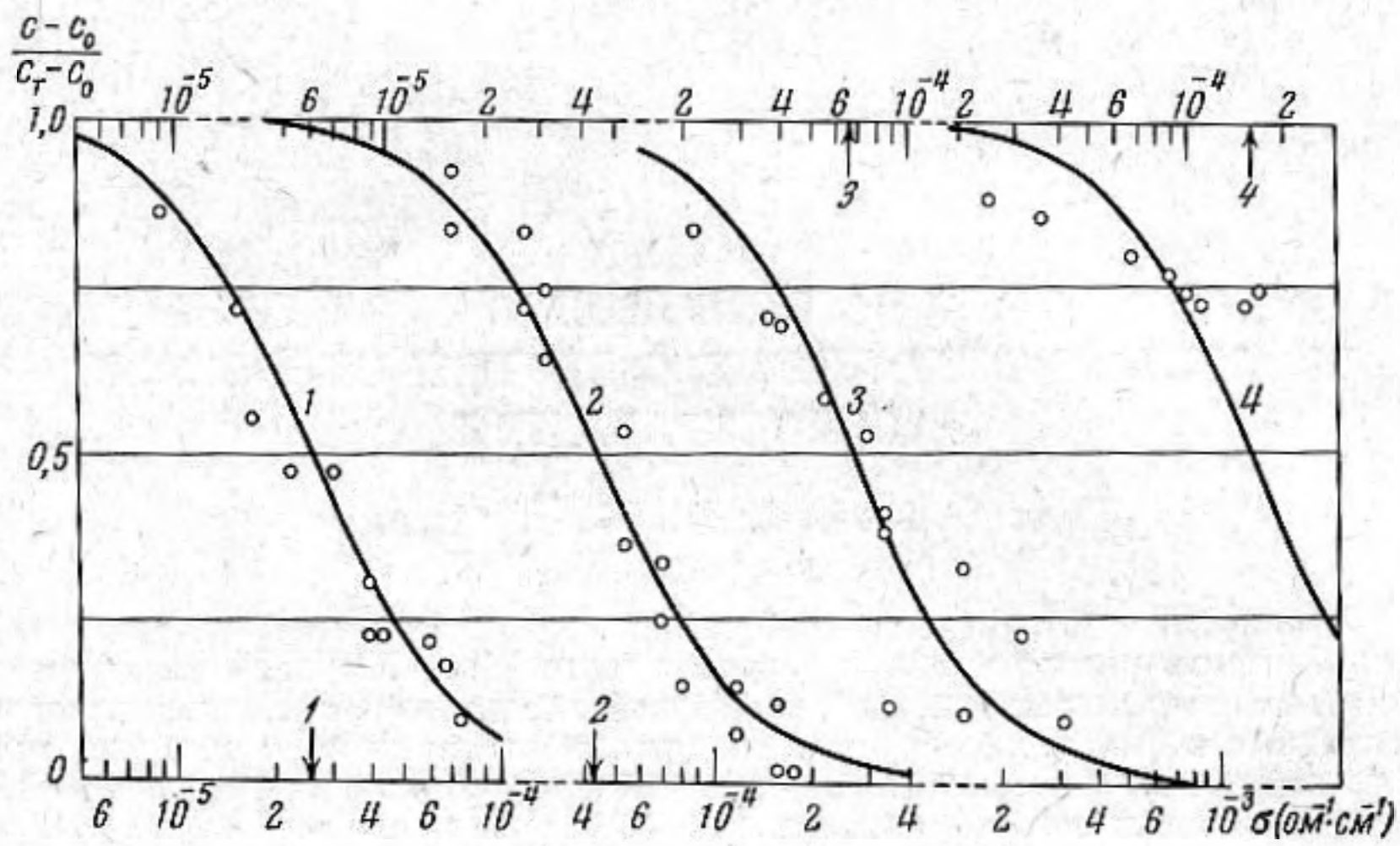
Если $\omega' = \omega_т + \Delta\omega'$, где $\omega_т$ находится из условия $\omega_т d / c = n\pi$, то величина искомой поправки $\Delta\omega'$ определяется правой частью выражения (5).

Введение этой поправки оправдывается тем, что она снимает в пределах ошибок опыта различие в значениях $\Delta\nu / \nu_т$, получаемых для различных звукоэлектрических максимумов, расположенных в разных участках резонансной кривой излучателя $R(\omega)$. Сравнение результатов измерений для разных максимумов и различных частот показывает, что поправка на геометрическую дисперсию лежит в пределах погрешности измерений. Необходимость в поправке на изменение фазы ультразвуковых колебаний вблизи середины резонансной кривой преобразователя в данном методе измерений, очевидно, отпадает. Наконец, для выявления возможного уменьшения сжимаемости кристалла с ростом концентрации свободных электронов исследовалась также зависимость скорости продольных волн от σ для направлений, перпендикулярных оптической оси. Изменения скорости звука в этом случае не наблюдалось.

На частоте 5 *Мгц* производились контрольные измерения скорости звука и ее зависимости от σ при распространении вдоль оптической оси методом интерференции проходящего ультразвукового импульса с опорным сигналом. Обобщенные результаты измерений на всех частотах представлены на фиг. 2. По оси абсцисс отложена электропроводность σ в $ом^{-1}см^{-1}$ в логарифмическом масштабе, по оси ординат — безразмерная величина $(c - c_0) / (c_т - c_0)$. Значение $c_т - c_0$ найдено из предельного относительного изменения скорости звука, определяющего величину квадрата коэффициента электромеханической связи, для которого получено значение $k^2 = (3{,}2 \pm 0{,}1)\,\%$.

Точки на графиках изображают усредненные экспериментальные результаты с поправками на сдвиг максимума звукоэлектрического эффекта; сплошные кривые — теоретические, вычисленные на основании формулы (4) для частот $\nu = \omega / 2\pi$: *1* — 5,0; *2* — 8,1; *3* — 14,0; *4* — 30,2 *Мгц*. На графиках отмечены соответствующие значения σ, при которых $\omega_п = \omega$. Для

лучшего обозрения кривые разнесены по оси σ. Экспериментальные результаты, определяющие темновое значение скорости в области $c_т = \text{const}$, находятся за пределами начала отсчета σ. Как видно из фиг. 2, при низких частотах и не слишком больших σ экспериментальные точки в дисперсионной области хорошо согласуются с теоретическими кривыми, полученными в пренебрежении эффектами диффузии. При больших σ величина звуко-



Фиг. 2

электрического эффекта существенно убывает, что ведет к некоторому усилению разброса экспериментальных результатов. Существенный разброс точек на частоте 30,2 *Мгц* в основном связан с уменьшением глубины пульсаций максимума звукоэлектрического эффекта, а также с менее точным измерением частоты. На частоте 50 *Мгц* пульсации уже практически отсутствовали.

В заключение авторы выражают благодарность И. Г. Михайлову за внимание к работе и обсуждения и Л. А. Сысоеву, любезно предоставившему образцы кристаллов сульфида кадмия.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Weinreich. Acoustodinamic effects in semiconductors. Phys. Rev., 1956, 104, 2, 321—326.
2. W. C. Wang. Strong acoustoelectric effect in CdS. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 11, 443—445.
3. А. И. Морозов. Исследование акустоэлектрического эффекта в кристаллах сульфида кадмия, Физ. тверд. тела, 1965, 7, 10, 3070—3078.
4. Л. М. Беляев, В. А. Красильников, В. Е. Лямов, В. П. Панова, И. М. Сильвестрова, С. П. Смирнов, А. Б. Гильварт. Взаимодействие ультразвуковых волн с электронами проводимости в сернистом кадмии. Кристаллогр., 1965, 10, 2, 252—256.
5. Кристаллы в науке и технике: «Некоторые вопросы взаимодействия ультразвуковых волн с электронами проводимости в кристаллах». Сб. ст. под ред. Л. М. Беляева и В. А. Красильникова. Ин-т кристаллографии АН СССР, М., 1965.
6. A. R. Hutson, D. L. White. Elastic wave propagation in piezoelectric semiconductors. J. Appl. Phys., 1962, 33, 1, 40—47.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию 1 марта 1966 г.