

растёт с увеличением частоты УЗ и поэтому эффективно на высоких частотах в неполярных полупроводниках (Ge, Si и др.) и полуметаллах (висмут и др.).

В полупроводниках без центра симметрии наблюдается пьезоэлектрич. взаимодействие и, к-ром деформация сопровождается появлением электрич. поля и, наоборот, электрич. поле вызывает деформацию кристалла. На электрон в звуковой волне действует сила

$$F = \frac{4\pi e\beta}{\epsilon_0} S,$$

пропорциональная деформации (e — заряд электрона, β — пьезомодуль, ϵ_0 — диэлектрич. проницаемость решётки). Объёмная сила, действующая на решётку, пропорциональна градиенту электрич. поля E , индуцированного УЗ-волной: $f = \beta \partial E / \partial x$.

Сильная анизотропия пьезоэффекта приводит к зависимости АЭВ от направления распространения и поляризации УЗ-волны. Пьезоэлектрич. взаимодействие — основной механизм АЭВ в пьезополупроводниках (CdS, ZnO, GaAs, InSb, Te и др.) вплоть до частот порядка 10—100 ГГц, выше к-рых взаимодействие через деформац. потенциал становится преобладающим. В ряде центросимметрич. кристаллов — сегнетоэлектриков (SbSI, BaTiO₃ и др.) за счёт эффекта *электрострикции* и больших внутр. электрич. полей $E_{вн}$ возникает АЭВ, к-рое формально сводится к пьезоэлектрическому. При этом эфф. пьезоконстанта $\beta_{эфф} = aE_{вн}$, где a — константа электрострикции.

В металлах из-за большой концентрации электронов они наряду с ионной решёткой определяют упругие свойства материала. АЭВ возникает как результат действия на электроны и ионы решётки самооглащенного эл.-магн. поля, вызванного движением ионов. Для продольного звука это поле имеет электростатич. характер; в случае поперечного звука на электроны и ионы действует вихревое электрич. поле. Наряду с силами, определяемыми макроскопич. эл.-магн. полем звуковой волны, на электроны действуют также силы, обусловленные локальным изменением электронного закона дисперсии при деформации кристалла. Поскольку со звуковой волной эффективно взаимодействует лишь небольшое число электронов, принадлежащих *ферми-поверхности*, то такое взаимодействие определяется потенциалом деформации, описывающим локальное возмущение поверхности Ферми. Нередко, особенно при квантовомеханич. описании АЭВ в металлах, всё взаимодействие описывается в терминах эфф. деформац. потенциала. Эл.-магн. механизм взаимодействия помимо металлов проявляется в полуметаллах и полупроводниках с решёткой, содержащей большое число заряд. примесей.

В кристаллах с выраженным эффектом *магнотрикции* возможно АЭВ, обусловленное переменным магн. полем, пропорциональным деформации. Оно характерно для ферромагн. металлов (никель, кобальт) и сплавов, а также др. магн. материалов и зависит от спонтанной намагниченности и напряжённости внеш. магн. поля.

Экранирование. Эффективность АЭВ определяется не только величиной сил, действующих на электроны, но и характером перестройки электронной подсистемы под действием этих сил. В результате экранирования эффекты АЭВ зависят от высокочастотной электронной проводимости — отклика электронов на переменное и неоднородное электрич. поле, индуцированное УЗ. Зависимость проводимости от частоты, внеш. электрич. и магн. полей, темп-ры проявляется в акустич. характеристиках проводника.

Экранирование приводит к сложной частотной зависимости АЭВ. Её характер определяется соотношением между длиной акустич. волны λ и длиной свободного пробега электрона l_e . В случае, если электрон на длине волны испытывает большое число соударений ($kl_e =$

$= 2\pi l_e / \lambda \ll 1$), акустич. волна взаимодействует с электронными сгустками — возмущениями электронной плотности. Поведение электронного газа в этом случае хорошо описывается уравнениями гидродинамики. Именно в этом диапазоне частот проявляется релаксан. характер процесса экранирования: степень экранирования зависит от соотношения между периодом колебаний и временем электронной релаксации $\tau_m = \epsilon_0 / \sigma_0$ (σ_0 — статич. проводимость). При $\omega \tau_m \ll 1$ внеш. сила экранируется почти полностью. С ростом частоты степень экранирования уменьшается, но одновременно уменьшается и длина волны — характерное расстояние, на к-ром действует внеш. сила. Поэтому на высоких частотах, когда λ становится меньше пространств. масштаба экранирования — радиуса Дебая — Хюккеля $r_d = \sqrt{\epsilon_0 v_e^2 / 4\pi e n_0}$ (v_e — тепловая скорость электрона, n_0 — плотность электронов), степень экранирования вновь велика. Миним. экранирование возникает при $kr_d = 1$.

Когда длина свободного пробега велика ($kl_e \gg 1$), акустич. волна взаимодействует с отд. электронами. Осн. вклад в АЭВ вносит небольшая группа движущихся в фазе с волной электронов, проекция скорости v к-рых на направление распространения волны близка к скорости звука ($kv \approx \omega$). Для остальных электронов взаимодействие с волной малоэффективно, поскольку на длине свободного пробега действующая на них сила много раз меняет знак.

Эффекты акустоэлектронного взаимодействия. На опыте АЭВ проявляется либо непосредственно как эффект увлечения носителей заряда акустич. волной, либо в виде зависимости параметров акустич. волны (её скорости, коэф. поглощения и др.) от концентрации носителей проводимости, величины внеш. электрич. и магн. полей. АЭВ — одна из причин *дисперсии звука* в твёрдых телах. Получая в процессе АЭВ энергию, электроны рассеивают её при столкновениях с дефектами и тепловыми фононами, обуславливая электронное поглощение УЗ. Зависимость коэф. поглощения от частоты при этом может отличаться от квадратичной, предсказываемой классич. теорией (см. *Поглощение звука*). В полупроводниках в сильном электрич. поле поглощение звука сменяется его усилением. Усиление электрич. полем НЧ-фононов (акустич. шумов) приводит к развитию электрич. неустойчивости в полупроводниках и возникновению *акустоэлектрических доменов*. АЭВ является источником электронной акустич. нелинейности, к-рая обуславливает зависимость от электронных параметров амплитуд акустич. волн, возникающих в результате нелинейного взаимодействия, эффекты *электроакустического эха* в полупроводниках и др.

Электронное поглощение УЗ в металлах является основным при низких темп-рах. В длинноволновой области ($kl \ll 1$) электронное поглощение обусловлено вязкостью электронного газа; коэф. поглощения α при этом пропорционален времени τ между соударениями электронов и квадрату частоты:

$$\alpha = A \frac{n_0 \mathcal{E}_F}{\rho v_s^3} \omega^2,$$

где \mathcal{E}_F — энергия Ферми, ρ — плотность металла, v_s — скорость звука, A — числовой коэф. Температурная зависимость электронного поглощения определяется зависимостью $\tau(T)$. С понижением темп-ры время между соударениями увеличивается, а вместе с ним растёт и электронное поглощение. В области коротких волн ($kl \gg 1$) коэф. поглощения линейно увеличивается с ростом частоты

$$\alpha = A' \frac{n_0 m v_F}{\rho v_s^2} \omega,$$

где v_F — фермиевская скорость электрона, m — его масса, A' — числовой коэффициент. Коэф. поглощения α не содержит зависимости от τ , а следова-