

тельно, не зависит от механизма рассеяния носителей и слабо зависит от темп-ры.

Особый характер имеет акустич. поглощение в металлах, помещённых в постоянное магн. поле. В магн. поле траектории электронов искривляются, и в достаточно сильных полях, для k -рых циклотронная частота $\omega_H = eB/mc$ (B — магн. индукция, c — скорость света) значительно превосходит частоту соударений $1/\tau$ ($\omega_H \tau \gg 1$), движение приобретает периодич. характер. Траектории такого движения определяются топологией поверхности Ферми. В общем случае коэф. поглощения имеет тот же порядок, что и в отсутствие поля. Однако, когда на характерном размере траекторий электрона (диаметр орбиты для замкнутых траекторий или пространство период для открытых) укладывается целое число длин волн, поглощение сильно возрастает. В результате возникает осцилляц. зависимость коэф. поглощения от частоты или магн. поля: взаимодействие волны с электронами на замкнутых траекториях определяет *геометрические осцилляции*, а на открытых траекториях — *магнитоакустический резонанс*. При низких темп-рах в сильных магн. полях ($\hbar\omega_H \gg kT$) возникают квантовые осцилляции — периодич. зависимость коэф. поглощения УЗ от величины $1/B$ (рис. 1), обусловленная квантованием движения электронов в магн. поле (см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*). По своему происхождению квантовые осцилляции поглощения УЗ аналогичны *Шубникова — де Хааза эффекту*. Наконец, при $\omega \tau \gg 1$ возможно наблюдение акустич. циклотронного резонанса.

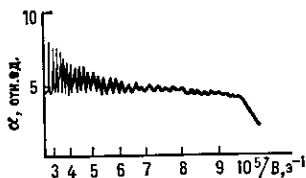


Рис. 1. Гигантские квантовые осцилляции коэффициента поглощения ультразвука в динге на частоте 220 МГц при $T=4,2$ К.

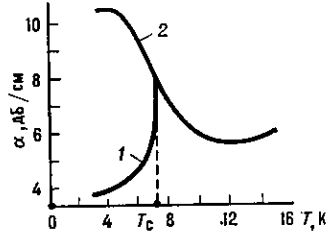


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента продольных звуковых волн в свинце на частоте 50 МГц: 1 — в сверхпроводящем состоянии; 2 — при разрушении сверхпроводимости магнитным полем.

Акустич. поглощение в сверхпроводниках происходит только из-за взаимодействия акустич. волны с «нормальными» электронами; сверхпроводящие электроны в поглощении звука не участвуют. Поскольку с уменьшением темп-ры число «нормальных» электронов уменьшается, то при темп-ре $T < T_c$ (T_c — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние) коэф. поглощения звука падает, стремясь к нулю при $T \rightarrow 0$ (рис. 2, кривая 1).

Электронное поглощение УЗ в полупроводниках — осн. механизм поглощения в широком диапазоне темп-ры и частот. Неск. механизмов АЭВ, наличие разл. типов носителей и примесных центров, возможность изменения концентрации и подвижности, влияние электрич. и магн. полей приводят к сложной картине акустич. поглощения в полупроводниках. В пьезополупроводниках пьезоэлектрич. механизм АЭВ преобладает над всеми другими при темп-рах вплоть до комнатных и в диапазоне частот вплоть до десятков Гц и даёт осн. вклад в поглощение по сравнению с др. механизмами диссипации акустич. энергии. Для комнатных темп-р, когда длина свободного пробега электрона много меньше длины волны ($kl_e \ll 1$), коэф. поглощения имеет вид

$$\alpha = \frac{1}{2} K^2 \frac{\omega}{v_s} \frac{\omega \tau_m}{(\omega \tau_m)^2 + (1 + k^2 r_d^2)^2},$$

где $K^2 = 4\pi^2 \beta^2 / \epsilon_0 v_s^2$ — коэффициент электроакустической связи.

При низких темп-рах, когда $kl_e \gg 1$, коэф. поглощения

$$\alpha = \frac{\pi^2}{8} K^2 \left(\frac{v_s}{v_F} \right) \frac{k^2 r_d^2}{[1 + k^2 r_d^2]^2} \frac{\omega}{v_s}$$

не зависит от времени между соударениями τ , а следовательно, слабо зависит от темп-ры. В обоих случаях с увеличением частоты поглощение растёт и коэф. α достигает максимума, равного $\alpha_{\max} = K^2 \omega / 2v_s$, при $\omega = v_s / r_d$ (рис. 3, кривая 1), а затем убывает вследствие кулоновского экранирования. Последнее определяет и зависимость коэф. поглощения от концентрации носителей n_0 : он сначала растёт пропорционально n_0 , а затем, проходя через максимум, падает как $1/n_0$. При всех разумных концентрациях носителей поглощение УЗ в пьезополупроводниках значительно эффективнее при $kl_e \ll 1$, т. е. в области комнатных темп-р.

Значит, электронное поглощение, обусловленное АЭВ через деформационный потенциал, наблюдается в многодолинных полупроводниках (Ge, Si) и полуметаллах (Bi), где энергия электрона имеет неск. минимумов (долин), расположенных в разл. точках зоны Бриллюана. При определ. направлении распространения волны на электроны, принадлежащие двум разным минимумам, вследствие АЭВ будут действовать силы, равные по

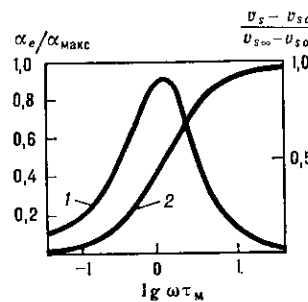


Рис. 3. Зависимости электронного коэффициента поглощения (1) ультразвука α_e и изменения скорости звука (2) от величины $\omega \tau_m$.

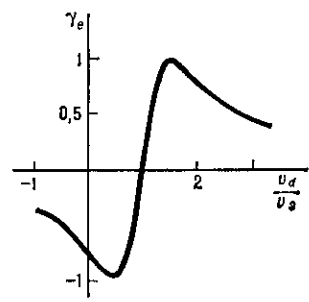


Рис. 4. Зависимость электронного коэффициента усиления ультразвука γ_e от дрейфовой скорости электронов v_d .

величине, но противоположные по направлению. Тогда неоднородный объёмный заряд не образуется и экранирование оказывается слабым. Коэф. поглощения в этом случае монотонно растёт с увеличением n_0 и в кристаллах с высокой концентрацией достигает значит. величины.

В сильных магн. полях при низких темп-рах в вырожденных полупроводниках и полуметаллах наблюдаются те же резонансные осцилляц. зависимости, что и в металлах. В невырожденных полупроводниках возможно наблюдение только акустич. *циклотронного резонанса*.

Электронная дисперсия скорости звука наиболее значительна в пьезополупроводниках, где она достигает неск. процентов. Дисперсия носит релаксационный характер: на НЧ электроны почти полностью экранируют пьезоэлектрич. поля и скорость звука равна значению v_{s0} , определяемому только упругими свойствами кристалла. На больших частотах ($kr_d \gg 1$) влияние электронов незначительно и скорость звука равна её значению в пьезоэлектрике $v_s = v_{s0} \sqrt{1 + K^2}$ (рис. 3, кривая 2).

Усиление УЗ в полупроводниках возникает, когда имеется направленное движение (дрейф) носителей заряда вдоль распространения волны. Дрейф создаётся внеш. электрич. полем. С ростом поля движение электронов сначала уменьшает коэф. поглощения (рис. 4), а затем при скорости дрейфа v_d , равной v_s , обращает его в нуль. При сверхзвуковом