

КВАНТОВОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ

В.Л.Гуревич, Ю.В.Погорельский

Предлагается метод исследования акустической зоны в проводниках (т. е. зоны, возникающей в периодическом поле звуковой волны). Метод основан на наблюдении резкого падения поглощения у слабого звукового сигнала при включении сильного сигнала, создающего акустическую зону.

Интенсивная звуковая волна, распространяясь в проводнике, может существенным образом изменять состояния свободных электронов. Как показал Келдыш [1], в системе координат L_w , движущейся вместе с бегущей звуковой волной со скоростью W , спектр электронов имеет зонный характер. В условиях слабой акустоэлектронной связи, когда мал параметр

$$a \equiv U_0 / (\hbar^2 Q^2 / 8m) \quad (1)$$

ширина первой запрещенной зоны равна $U_0 = \lambda_{ik} u_{ik}$, а разрешенной $\hbar^2 Q^2 / 8m$. Здесь m — эффективная масса свободных электронов проводника, Q — волновой вектор звука, λ_{ik} — тензор деформационного потенциала (с учетом экранирования свободными электронами), u_{ik} — амплитуда тензора деформации в звуковой волне. Запрещенная зона может

проявиться, только если неопределенность энергии электрона \hbar/τ (τ — время свободного пробега) меньше, чем U_0 . Мы предполагаем, что неопределенность больше ширины следующей запрещенной зоны aU_0 , и поэтому высшие запрещенные зоны учитывать не будем.

Цель настоящей статьи — предложить метод непосредственного наблюдения и изучения акустической зоны в металлах или полуметаллах. Пусть параллельно (или антипараллельно) интенсивной звуковой волне распространяется слабая волна (вообще говоря, другой поляризации) с волновым вектором q и скоростью w . При $ql \gg 1$ (где l — электронная длина свободного пробега) поглощение слабой волны можно рассматривать как процесс прямого поглощения ультразвуковых квантов электронами проводимости. Выясним, как искажение электронного спектра сильной звуковой волной должно сказаться на поглощении слабой.

Рассмотрим нормальные электронные переходы вида $p_x \rightarrow p_x + \hbar q$ под влиянием слабой звуковой волны (p_x — проекция квазиимпульса электрона на направление распространения звука). При параллельном распространении волн в результате перехода энергия электрона изменяется на величину $\hbar(\omega - qW)$ ($\omega - qW$ есть частота слабой волны в системе L_w). На рис. 1 изображены переходы для случая $w < W$. Если такой переход связывает состояния, расположенные далеко от запрещенной зоны (переход 1), коэффициент поглощения Γ имеет то же значение Γ_0 , как и в отсутствие сильной волны, так как ее поле мало искажает волновые функции и числа заполнения этих состояний. При увеличении частоты ω , когда величина q приближается к Q , начальное или конечное электронное состояние может оказаться в области шириной порядка U_0 вблизи запрещенной зоны, где спектр существенно отличается от квадратичного. Далее мы для простоты рассмотрим случай $\hbar q |W - w| \leq U_0$. При этом переходы через запрещенную зону невозможны.

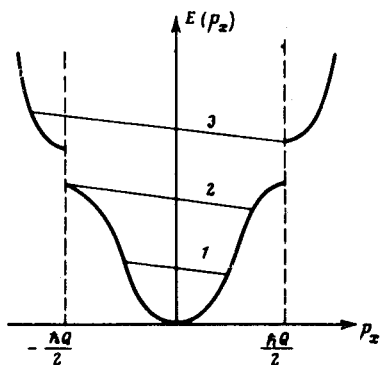


Рис. 1

В этой области волновые функции и функция распределения электронов заметно искажаются интенсивной звуковой волной, и коэффициент Γ существенно отличается от Γ_0 . При дальнейшем увеличении ω , после того, как p_x достигнет $-\hbar Q/2$ (переход 2), закон сохранения энергии запрещает переходы $p_x \rightarrow p_x + \hbar q$ до тех пор, пока ω не возрастет настолько, что станет возможным переход 3.

Из сказанного следует вывод, что для слабой звуковой волны возникает интервал прозрачности, т. е. такой частотный интервал, в котором

она не поглощается. Причина этого в том, что соответствующие электронные переходы оказываются запрещенными, так как наличие акустической зоны не позволяет удовлетворить закону сохранения:

$$E(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) = E(\mathbf{p}) + \hbar(\omega - qW); \quad (2)$$

здесь

$$E(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m} \left\{ p_{\perp}^2 + \frac{\hbar^2 Q^2}{4} - \text{sign} \left(\frac{\hbar^2 Q^2}{4} - p_x^2 \right) \left[\left(\frac{\hbar^2 Q^2}{4} - p_x^2 \right)^2 + (mU_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} -$$

— энергия электрона в движущейся системе отсчета, p_{\perp} — поперечная компонента его квазиимпульса. Из соотношения (2) следует, что переходы $p_x \rightarrow p_x + \hbar q$ запрещены в области

$$|q - Q| \leq 2[m|W - w| \hbar^{-1} (mU_0 / \hbar^2 Q + m|W - w| \hbar^{-1})]^{\frac{1}{2}} \equiv A. \quad (3)$$

Впрочем, в предыдущих рассуждениях допущена одна неточность. Дело в том, что в части области (3) возможны процессы переброса, идущие по схеме $p_x \rightarrow p_x + \hbar q \pm \hbar Q$ (вследствие условия $a \ll 1$ перебросы на $\hbar Q$ при $|n| > 1$ имеют малую вероятность, и мы ими пренебрегаем). Переходы с $|n| = 1$ оказываются возможными при

$$2m|W - w| \hbar^{-1} < |Q - q| \leq A. \quad (4)$$

При $|Q - q| \leq 2m|W - w| \hbar^{-1}$ оказываются запрещенными как нормальные переходы, так и процессы переброса. Таким образом, интервал прозрачности, где поглощение в нашем приближении отсутствует, есть

$$-2mW|W - w| \hbar^{-1} + Qw \leq \omega \leq 2mw|W - w| \hbar^{-1} + Qw. \quad (5)$$

Зависимость отношения Γ/Γ_0 от q изображена на рис. 2 для случая, когда импульс Ферми $p_F \gg \hbar Q$, $w = W/2$, $\hbar q|W - w| = U_0$, $U_0 \ll kT$, где T — температура. Видно, что при $W > w$ в области (4) поглощение может смениться усилением.

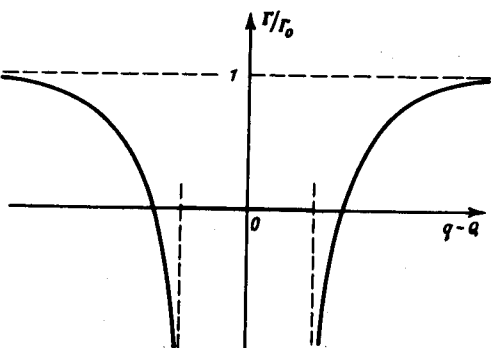


Рис. 2

Если $W < w$ или же если звуковые волны движутся навстречу друг другу, то зависимость Γ/Γ_0 похожа на изображенную на рис. 2, с той

разницей, что усиление звука отсутствует. Отметим, что при антипараллельном распространении звуковых волн (в отличие от случая параллельного распространения) обе волны могут иметь одинаковую скорость распространения.

Резкое возрастание усиления (поглощения) звука вблизи границы прозрачности, вообще говоря, должно замыкаться благодаря рассеянию электронов на примесях или анизотропии электронного спектра, фактически всегда имеющей место в металлах.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 мая 1977 г.

Литература

[1] Л.В.Келдыш. ФТТ, 4, 2265, 1962.
