

изоэнергетич. поверхности имеют сложную форму. Для анизотропного закона дисперсии Ц. р. возможен и при $E(t) \parallel H$. Для неквадратичного закона дисперсии m_c может

Рис. 2. Зависимость циклотронной массы электронов в Ge для магнитного поля H , лежащего в плоскости (110) кристалла, от угла θ между H и осью [110], лежащей в той же плоскости (m_0 — масса свободного электрона); $T=4,2$ К.

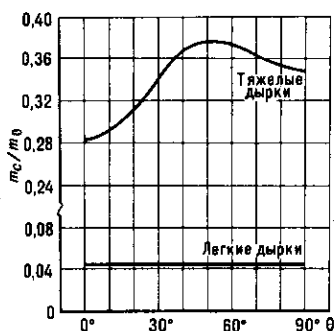


Рис. 3. Зависимость циклотронных масс дырок в Ge при $T=4,2$ К для поля H , лежащего в плоскости (110) кристалла от угла θ между H и осью [110].

зависеть и от энергии \mathcal{E} носителя.

В классич. случае m_c не зависит от величины H . В квантовом поле это справедливо только для сферич. или эллипсоидальной

изоэнергетич. поверхностей. Для более сложных изоэнергетич. поверхностей спектр Ц. р. усложняется и m_c может оказаться зависящей от H . Для вырожденных энергетич. зон возникает сложный неэквилидистантный спектр уровней Ландау, вид которого существенно зависит не только от направления H , но и от величины ρ_H .

Определение знака заряда носителей. В классич. Ц. р. вблизи резонанса $|\omega - \omega_c| \tau \leq 1$ мощность $P(\omega)$, поглощаемая в единице объёма полупроводника в плоскополяризованном поле $E(t)$, равна

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \frac{e^2 E_0^2}{m_c} \int \frac{\tau(\mathcal{E}) n(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{1 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2} \quad (5)$$

Здесь E_0 — амплитуда электрич. поля, $n(\mathcal{E})$ — концентрация носителей. Ф-ла (5) относится к случаю скалярной эфф. массы. В случае круговой поляризации волны в зависимости от знака заряда носителя интенсивное поглощение испытывает волна с правым или левым направлением вращения. На этом основан метод определения знака заряда носителей.

Форма и ширина линии. В случае классич. Ц. р. полуширина $\delta\omega_c$ линии Ц. р., обусловленная рассеянием, зависит от ср. энергии носителей \mathcal{E} :

$$\delta\omega_c \approx \tau^{-1}(\mathcal{E}). \quad (6)$$

При низких темп-рах существенно рассеяние на примесных атомах и акустич. фоновых. Связь полуширины линии Ц. р. в единицах магн. поля δH с обратным временем релаксации τ^{-1} выражается соотношением

$$\frac{\delta H}{H_p} = \frac{\delta\omega_c}{\omega_c} = \omega_c^{-1} \tau^{-1}(\mathcal{E}),$$

где H_p — значение H , отвечающее точному резонансу. В слабых электрич. полях (при отсутствии вырождения носителей) ср. энергия носителей определяется распределением Больцмана: $\mathcal{E} = (3/2)kT$. В области низких T для

легированного полупроводника δH не зависит от темп-ры (рис. 4), что соответствует рассеянию на нейтральных примесях. В области высоких темп-р $\delta H \propto T^{3/2}$, что отвечает рассеянию на акустич. фоновых. Линия классич. Ц. р. в слабых электрич. полях практически всегда имеет лоренцеву форму. Площадь, огибаемая контуром спектральной линии Ц. р., содержит информацию о концентрации носителей и, следовательно, об их времени жизни, если носители не являются равновесными.

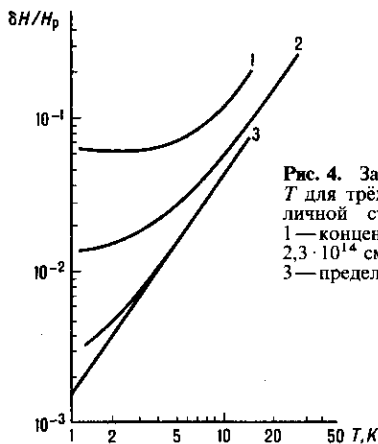


Рис. 4. Зависимость $\delta H/H_p$ от T для трёх образцов n -Ge с различной степенью легирования: 1 — концентрация доноров $2,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2 — $5,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; 3 — предельно очищенный кристалл.

В случае сложных неэллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей наряду с уширением линии Ц. р. из-за процессов рассеяния (однородное уширение) возникает также т. н. неоднородное уширение, связанное с зависимостью m_c от ρ_H и \mathcal{E} и с возникающим из-за этого разбросом ω_c (см. выше).

Ширина линии квантового Ц. р. Под действием электрич. поля $E(t) \perp H$ возникает суперпозиция состояний нулевого и первого уровней Ландау. Это приводит к появлению плотности тока в образце $j(t) \perp H$. Процессы затухания (релаксации) этого тока и определяют ширину линии Ц. р. Если эту релаксацию можно описать с помощью нек-рого эфф. времени релаксации, то выражение для поглощаемой мощности (5) сохраняет силу. При этом под энергией следует понимать кинетич. энергию движения носителей вдоль H , а под $n(\mathcal{E})$ — концентрацию носителей на нулевом уровне Ландау. Время τ можно ввести для упругого рассеяния на примесных центрах и для рассеяния на акустич. фоновых в двух предельных случаях — квазиупругого рассеяния, если энергия акустич. фона $(m_c s^2 \hbar \omega_c)^{1/2} \ll kT$, и неупругого рассеяния в случае $\gg kT$ (s — скорость звука). В этом случае τ^{-1} представляет собой полусумму обратных времён жизни носителя в состояниях нулевого и первого уровней Ландау. Существ. вклад в ширину линии квантового Ц. р. может давать уширение, связанное с изменением энергетич. спектра носителей вследствие взаимодействия с рассеивателями.

В двумерных системах — *инверсионных слоях* и квантовых ямах — в полях H , перпендикулярных плоскости слоя, носители вследствие их высокой концентрации вырождены. Вид линии Ц. р. в этих случаях зависит не только от величины уширений, но и от положения уровня Ферми относительно уровней Ландау.

Гармоники Ц. р. В ряде случаев в спектрах Ц. р. помимо резонансного поглощения на осн. частоте ω_c наблюдаются также максимумы поглощения на частотах $n\omega_c$ (n — целое число). В слабых полях ($\hbar\omega_c \ll kT$) гармоники возникают при сложной (неэллипсоидальной) форме изоэнергетич. поверхностей. В этом случае носители заряда в плоскости, перпендикулярной H , движутся по сложной замкнутой кривой. Скорость электрона v в этой плоскости не является уже простой гармонич. ф-цией времени t , её разложение в ряд Фурье содержит наряду с частотой ω_c кратные частоты $n\omega_c$. Соответственно поглощаемая мощность $P = evE$ имеет на этих частотах максимумы. Гармоники Ц. р. для