

магн. поле, в частности при распространении радиоволн в ионосфере (см. *Гиромагнитная частота*).

В кристаллах движение носителей заряда сложнее вследствие взаимодействия с ионами решётки. В пост. магн. поле энергия электрона или дырки  $\mathcal{E}$  и проекция их квазиимпульса  $p$  на направление  $H$  сохраняются, так что в импульсном пространстве движение происходит по кривой пересечения изоэнергетич. поверхности  $\mathcal{E}(p) = \text{const}$  плоскостью  $p_H = \text{const}$ . Если эта кривая замкнутая, то движение является периодическим и происходит с Ц. ч.:

$$\omega_c = |e|H/m_c c.$$

Здесь  $m_c$  — константа, наз. *циклотронной массой* носителя заряда. Твёрдое тело, помещённое в магн. поле, интенсивно поглощает энергию излучения с частотой  $\omega_c$  (см. *Циклотронный резонанс*). М. И. Каганов.

**ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** — эл.-магн. излучение заряж. частицы, движущейся по окружности или спирали в магн. поле; один из видов *магнитотормозного излучения*. В отличие от *синхротронного излучения*, термин «Ц. и.» обычно относят к магнитотормозному излучению нерелятивистских частиц, происходящему на основной *циклотронной частоте* и её первых гармониках.

**ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС** — резонансное поглощение эл.-магн. энергии электронными проводниками (полупроводниками, металлами), помещёнными в пост. магн. поле, на частотах, равных или кратных *циклотронной частоте* носителей заряда (электронов и дырок). Ц. р. (по старой терминологии — *диамагнитный резонанс*) предсказан Я. Г. Дорфманом в 1951 и Р. Б. Динглем в 1952, экспериментально обнаружен Ч. Киттелем (Ch. Kittel) с сотрудниками в 1953.

Явление Ц. р. может быть объяснено на основе законов классич. физики. Носители заряда в пост. магн. поле  $H$  движутся по спирали с осью вдоль  $H$ . В плоскости, перпендикулярной  $H$ , движение является периодическим с *циклотронной частотой*:

$$\omega_c = |e|H/m_c c, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд,  $m_c$  — эфф. величина, наз. *циклотронной массой* носителей заряда. Очевидно, с той же частотой  $\omega_c$  поворачивается вектор скорости частицы  $v$ . Если при этом частица находится в периодич. электрич. поле  $E(t)$  с частотой  $\omega$ , то энергия, поглощаемая ею в единицу времени, равная  $eEv$ , также оказывается периодич. ф-цией времени с разностной угл. частотой  $(\omega_c - \omega)$ . С той же частотой  $(\omega_c - \omega)$  меняются радиус спирали и кинетич. энергия носителя. При  $\omega = \omega_c$  носитель движется по раскручивающейся спирали и поглощаемая мощность возрастает. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле ограничивает это возрастание: при  $\omega = \omega_c$  поглощаемая мощность имеет максимум, если рассеяние является достаточно слабым. Последнее условие сводится к требованию, чтобы носитель успевал сделать много оборотов по спирали за время  $\tau$  релаксации импульса носителя (время между двумя актами рассеяния). Это приводит к условию наблюдения Ц. р.:

$$\omega_c \tau \gg 1. \quad (2)$$

Описанная картина Ц. р. пригодна для достаточно слабого магн. поля  $H$ , в к-ром можно пренебречь квантованием кинетич. энергии поперечного (относительно  $H$ ) движения носителей (см. *Ландау уровни*). Квантование отсутствует, если

$$\hbar\omega_c \ll kT, \quad (3)$$

где  $T$  — абс. темп-ра. Ц. р. в таких полях наз. *классическим*.

В противоположном случае ( $\hbar\omega_c \gg kT$ ), в т. н. *квантовом* магн. поле (см. *Гальваномагнитные явления*), адекватным является описание Ц. р. на квантовом языке. В полях  $H$ , для к-рых  $\hbar\omega_c \gg kT$ , носители заряда находятся на нулевом уровне Ландау (в случае невырожденных носителей). Под действием электрич. поля эл.-магн. волны  $E(t)$  носители переходят с нулевого уровня Ландау на первый,

что приводит к поглощению эл.-магн. энергии, к-рое имеет максимум на частоте, при к-рой энергия кванта излучения  $\hbar\omega$  равна расстоянию между соседними уровнями Ландау:  $\hbar\omega_c$ . Максимум отчётливо выражен, если уширение уровня Ландау, обусловленное временем релаксации  $\tau$ , мало по сравнению с расстоянием между ними:  $\hbar/\tau \ll \hbar\omega_c$  (см. ниже).

#### Циклотронный резонанс в полупроводниках

Ц. р. — важный метод исследования *полупроводников*. Он даёт возможность определить закон дисперсии (энергетич. спектр) носителей заряда  $\mathcal{E}(p)$  ( $p$  — квазиимпульс носителей), знак заряда носителей, эфф. массу, концентрацию, времена жизни; позволяет изучить механизм рассеяния носителей заряда, разогрев носителей переменным полем и др. (см. ниже). Преимуществом Ц. р. по сравнению с др. методами является его избирательность — возможность подбором частоты выделить определ. группу носителей в полупроводнике.

Ц. р. в полупроводниках наблюдается на частотах  $10^{10}$ — $10^{12}$  Гц в полях 1—100 кЭ. Т. к. концентрация носителей заряда мала (обычно не превосходит  $10^{14}$ — $10^{15}$  см $^{-3}$ ), то эл.-магн. волны проникают в образец на большую глубину, значительно превосходящую диаметры орбит электронов (порядка мкм). Т. о., носители движутся в однородном электрич. поле, и Ц. р., как правило, наблюдается только при  $\omega = \omega_c$ .

**Определение эффективной массы носителей.** В простейшем случае изотропного квадратичного закона дисперсии носителей изоэнергетич. поверхность  $\mathcal{E}(p) = \mathcal{E}_0$  — сфера (см. *Зонная теория*). Определение частоты  $\omega_c$  позволяет найти скалярную *эффективную массу* носителей  $m$ , к-рая совпадает с *циклотронной массой*  $m_c$ . В случае более сложных законов дисперсии эфф. масса отличается от *циклотронной массы*. Для эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей  $m$  зависит только от направления  $H$ , что позволяет определить гл. значения тензора эфф. масс. Напр., для электронов в Ge (кубич. симметрия) изоэнергетич. поверхность — совокупность 4 сфероидов (двухосных эллипсоидов), оси вращения к-рых направлены вдоль диагоналей куба, т. е. кристаллографич. осей [111]. В этом случае *циклотронная частота*

$$\omega_c = \omega_{\perp} (m_{\perp} \cos^2 \theta + m_{\parallel} \sin^2 \theta) / m_{\parallel}, \quad (4)$$

где  $\omega_{\perp} = |e|H/m_{\perp} c$ ;  $\theta$  — угол между полем  $H$  и осью [111];  $m_{\parallel}$ ,  $m_{\perp}$  — продольная и поперечная эфф. массы. Если  $H$  лежит в плоскости (110), то 2 из 4 сфероидов имеют одинаковый угол  $\theta$ , т. е. одинаковые  $\omega_c$ , и при произвольном  $\theta$  для электронов наблюдается 3 пика Ц. р. (рис. 1). Пово-

Коеф. поглощения

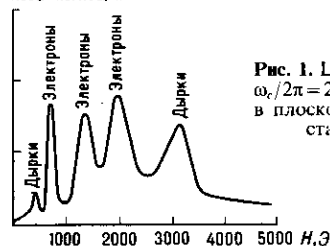


Рис. 1. Циклотронный резонанс в Ge при  $\omega_c/2\pi = 24$  ГГц,  $T = 4,2$  К;  $H$  направлено в плоскости (110) под углом  $60^\circ$  к кристаллографической оси [110].

рачивая кристалл в поле  $H$ , можно определить зависимость  $m_c(\theta)$  (рис. 2). Выбрав 2 значения для двух  $\theta$ , можно определить  $m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$ .

Для изоэнергетич. поверхностей более сложной формы, чем эллипсоидальная,  $\omega_c$  оказывается зависящей не только от ориентации поля  $H$ , но и от проекции  $p_H$  квазиимпульса носителей на направление  $H$ . В этом случае возникает разброс  $\omega_c$ , и максимум поглощения наблюдается при нек-ром ср. значении  $\omega_c$ . Разброс по величине  $p_H$  имеет место для тяжёлых дырок в Ge и Si и электронов в InSb.

На рис. 3 показана зависимость  $m_c(\theta)$  для лёгких (скалярная эфф. масса) и тяжёлых дырок в Ge. Для последних