

колебаний валентных электронов относительно ионного остова обычно $\sim 14-17$ эВ и намного превосходят ширину запрещённой зоны полупроводника \mathcal{E}_g .

НЧ-мода обусловлена колебаниями электронов проводимости или дырок. В случае полупроводника с одним типом изотропных носителей ω_p находится из ф-лы (1), где m — эфф. масса носителей заряда, ϵ — диэлектрич. проницаемость полупроводника, n — концентрация носителей. Плазменные колебания в этом случае — колебания газа свободных носителей относительно хаотически расположенных в кристаллич. решётке ионизиров. донорных или акцепторных примесных центров. Энергии плазмонов $\hbar\omega \sim 0,01-0,1$ эВ, что соответствует субмиллиметровому или ИК-диапазону. Такие плазмоны могут возбуждаться термически, причём подобно фононам они являются бозонами.

НЧ-плазмоны исследуют экспериментально, используя комбинационное рассеяние света. Падающие фотоны возбуждают или поглощают плазмоны, что соответствует стоксовой и антистоксовой линиям спектра (рис. 2). По спектру и угл. распределению рассеянного излучения находят $\omega_p(q)$. При $q\Lambda \ll 1$ имеет место рассеяние

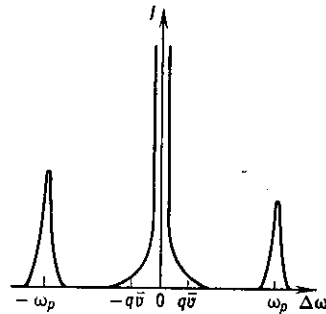


Рис. 2. Зависимости интенсивности I рассеянного излучения от изменения его частоты $\Delta\omega$ в коллективном режиме ($q\Lambda \ll 1$); 0 соответствует частоте накачки, $\pm\omega_p$ — частотам рассеянного излучения, соответствующим поглощению или возбуждению плазмонов.

на плазмонах; при $q\Lambda \geq 1$ плазмоны подавлены затуханием Ландау, а рассеянный свет образует широкую полосу $\Delta\omega \sim q\bar{v}$, где \bar{v} — ср. скорость носителей.

НЧ-плазмоны затухают также из-за рассеяния носителей заряда на примесях, фононах и т. д., «сбивающего» коллективный характер их движения. Поэтому дополнит. условие их существования

$$\omega_p \tau_p \gg 1, \quad (7)$$

где τ_p — время релаксации импульса носителей заряда (определяющее их подвижность μ). Это условие ограничивает (снизу) концентрации носителей, при к-рых могут существовать плазмоны. При низких концентрациях носителей, когда $\omega_p \tau_p \lesssim 1$, нач. отклонение от электронейтральности не приводит к плазменным колебаниям, а аperiodически затухает за время максвелловской релаксации:

$$\tau_m = (\omega_p^2 \tau_p)^{-1} = \mathcal{E}/4\pi e n.$$

Соотношение (7) выполнено при $\tau_m \ll \tau_p$. Условие возбуждения плазмонов можно записать в виде $\Lambda \ll l = \bar{v}\tau_p$, где l — длина свободного пробега носителей, \bar{v} — их ср. скорость.

Многокомпонентная плазма возникает в полупроводниках и полуметаллах, содержащих неск. групп носителей заряда (электроны и дырки разных долин в многодолинных полупроводниках, лёгкие и тяжёлые дырки и т. д.). Обычно энергетич. спектр таких полупроводников анизотропен; следствием анизотропии m и ϵ является анизотропия ω_p . Напр., в одноосных кристаллах плазмоны, распространяющиеся вдоль и поперёк оси, имеют разную частоту. В многодолинных полупроводниках электроны разных долин образуют многокомпонентную плазму, в к-рой могут существовать дополнит. моды плазменных колебаний.

Др. примером многокомпонентной плазмы является электронно-дырочная (б и о л я р н а я) плазма в по-

луметаллах, содержащих равное кол-во вырожденных электронов и дырок, и в собств. полупроводниках. Частота ВЧ-плазмонов в биполярной плазме определяется ф-лой (1), куда входит приведённая масса, равная $m_e m_d / (m_e + m_d)$, где m_e — эфф. масса электронов, m_d — эфф. масса дырок. Электроны и дырки движутся в противофазе, как в продольных оптич. колебаниях ионных кристаллов (см. *Колебания кристаллической решётки*).

НЧ-акустич. ветвь (электроны и дырки двигаются синфазно) аналогична ионно-звуковым волнам в газовой плазме. Акустич. плазменная мода (дырочный звук) возникает из-за колебаний тяжёлых дырок, вслед за к-рыми движутся, экранируя их, лёгкие электроны. Такие плазмоны имеют линейный закон дисперсии $\omega_p = sq$. Их фазовая скорость s определяется ср. геометрическим фермиевских скоростей вырожденных электронов \bar{v}_e и дырок \bar{v}_d ; они слабо затухают, если эти скорости (или массы m_e и m_d) сильно различаются. Если дырки не вырождены, то фазовая скорость равна $v_F(m_e/3m_d)^{1/2}$. Звуковые моды возникают и в многодолинных полупроводниках, где продольные и поперечные массы сильно отличаются.

Возможность внеш. воздействием (обычно оптич. возбуждением) изменять плотность электронно-дырочной плазмы при фиксиров. темп-ре позволяет изменить её фазовое состояние. При высоких темп-рах и концентрациях электроны и дырки образуют электронный газ, вырожденный в области IIIa и невырожденный в области IIIб (рис. 3). С понижением T при малых n электроны и дырки связываются в акситоны (область II). При промежуточных плотностях электроны и дырки конденсируются в электронно-дырочные капли, разделённые акситонным (область Ia) или электронно-дырочным (область Ib) газом низкой плотности. Сами же капли являются металлич. ферми-жидкостью высокой плотности (см. *Экситонная жидкость*).

Низкоразмерные системы. Наличие границ раздела изменяет картину плазменных явлений. Так, у границы проводник — вакуум возникает поверхностный плазмон — возбуждение, затухающее в глубь среды, частота к-рого в $\sqrt{2}$ меньше частоты объёмного плазмона ω_p . Дисперсия этих плазмонов определяется зависимостью частоты от двумерного волнового вектора $q_{||}$, лежащего в плоскости поверхности. Поверхностный плазмон содержит наряду с продольной поперечную составляющую электр. поля, нормальную к поверхности.

В квазидвумерных системах электроны или дырки, локализованные в обогащённых или инверсионных слоях (*гетеропереходов, МДП-структур* и др.), образуют двумерную плазму, заряд к-рой скомпенсирован зарядом противоположного знака на удалённом электроде. В этих условиях могут возбуждаться двумерные плазмоны, частота к-рых

$$\omega_p = \frac{e^2 n_s q_{||}}{p m(\epsilon_+ + \epsilon_-)}. \quad (8)$$

Здесь n_s — концентрация носителей в слое на единицу его площади, $q_{||} \ll p_F/\hbar$, ϵ_{\pm} — диэлектрич. проницаемости сред по разные стороны слоя. Двумерные плазмоны имеют необычный закон дисперсии: $\omega_p \sim q_{||}^{1/2}$. Их можно возбуждать поперечной эл.-магн.

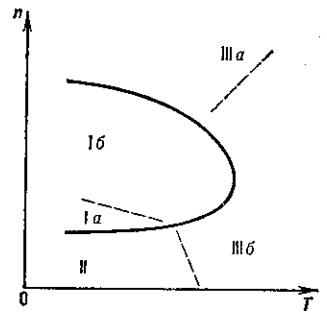


Рис. 3. Фазовая диаграмма электронно-дырочной плазмы на плоскости концентрации носителей — температура.