

волной дальнего ИК-диапазона, т. к. аналогично поверхностным плазмонам у них есть поперечная составляющая электрич. поля; время релаксации квазидвумерных электронов τ_p может быть большим из-за ослабления рассеяния на компенсирующей ионизиров. примеси, к-рая пространственно отдалена от электронов. Благодаря этому условие (7) выполняется для более низких частот.

Возможность управлять концентрацией n_s в МДП-структурах позволяет изменять n_s до значений, соответствующих вигнеровской кристаллизации (см. *Вигнеровский кристалл*).

Плазма в магнитном поле. В сильном магн. поле H электроны проводимости движутся по спирали с осью, параллельной H . В проекции на плоскость, перпендикулярную H , это движение по окружностям с циклотронной частотой $\omega_c = eH/m_0c$. Поэтому магнетоплазма уже не является чисто продольной волной, а содержит и поперечные составляющие. В пренебрежении запаздыванием спектр магнетоплазмонов определяется из дисперсионного уравнения $q\hat{\epsilon}(\omega, q)q = 0$, где $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрич. проницаемости. При $q \perp H$ частота магнетоплазмона

$$\omega_{mp}(q) = \sqrt{\omega_p^2(q) - \omega_c^2}, \quad (9)$$

где ω_p — частота плазмона при $H = 0$. Влияние поля H наиб. существенно для ИЧ-плазмонов в полупроводниках, когда $\omega_c \geq \omega_p$ (для $n = \text{GaAs}$ при концентрации электронов $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\omega_c = \omega_H$ при $H = 80 \text{ кГс}$).

Поперечные эл.-магн. волны, падающие извне на П. т. т., могут распространяться лишь при определённых соотношениях между их частотой ω и ω_p . При $\omega t \gg 1$ волны распространяются при $\omega > \omega_p$. Фазовая скорость v_ϕ этих волн выше скорости света c в среде ($v_\phi = c/\sqrt{\epsilon}$) и неограниченно возрастает при $\omega \rightarrow \omega_p$, а их групповая скорость $v_{gr} \rightarrow 0$. При $\omega < \omega_p$ поперечные волны не распространяются — колеблющиеся в такт с волной носители заряда излучают вторичную волну, компенсирующую падающую, и амплитуда поля волны экспоненциально спадает в глубь плазмы. При $\omega\tau_p \ll 1$ происходит поглощение волн.

Сильное магн. поле ($\omega_c\tau_p \gg 1$) изменяет описанную картину. Т. к. носители заряда движутся по спирали, вращаясь вокруг H , то вдоль магн. поля при $\omega < \omega_c$ распространяется циркулярно поляризов. поперечная эл.-магн. волна (вектор E вращается в направлении вращения электронов), наз. *геликоном*.

В биполярной плазме при точном равенстве концентраций электронов и дырок геликоны отсутствуют (вклад электронов компенсируется вкладом дырок, вращающихся навстречу), поэтому геликоны не распространяются в полуметаллах и нек-рых металлах. Однако в заматричной П. т. т. могут распространяться волны др. типов: альфеновские, магнитозвуковые, циклотронные, доплероны и др. Альфеновские и магнитозвуковые моды аналогичны таким же волнам в газовой плазме (см. *Волны в плазме*). Циклотронные волны и доплероны специфичны для сильно вырожденной плазмы металлов.

Концентрационные эффекты в биполярной плазме. Наличие в составе плазмы и электронов и дырок позволяет неравновесно варьировать плотность плазмы в целом: можно «накачивать» биполярную плазму практически до любой плотности, удалить её из части образца или из образца в целом, перемещать к (или от) заданной внеш. поверхности, а также изолировать от поверхностей в глубине образца.

Осн. способами варьирования концентрации биполярной плазмы являются оптич. накачка (фотогенерация электронно-дырочных пар), ударная ионизация в сильном электрич. поле, контактная двойная инжекция носителей заряда. Ограничивает неравновесный рост

концентрации вынос (эксклюзия) электронно-дырочных пар из образца в контакты и их рекомбинация в объёме образца или на его поверхностях (см. *Контактные явления в полупроводниках, Полупроводниковый лазер*).

При контактной инжекции или при локальной фотогенерации распределение пар по образцу осуществляется благодаря *амбиполярной диффузии*, а при пропускании через образец тока — благодаря биполярному дрейфу. Биполярный дрейф имеет место в примесном полупроводнике, где концентрация электронов n отлична от концентрации дырок p , причём направление дрейфа в электрич. поле E определяется знаком разности $p - n$. Именно благодаря дрейфу возможен токовый перенос неравновесной концентрации на большие расстояния, оцениваемые длиной биполярного дрейфа:

$$L = \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \cdot \left(\frac{p - n}{p + n} \right) Et.$$

Здесь μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, τ — их время жизни, определяемое скоростью рекомбинации.

Ток, проходящий через плазму, является источником неоднородного магн. поля, действующего на носители, образующие плазму, и изменяющего их движение в электрич. поле. В монополярной плазме это приводит к собств. *магнетоспроптивлению*. В биполярной плазме наряду с ним возникают также перераспределение концентраций и магн. пинч-эффект. Сила Лоренца, действующая на носители, направлена всегда так, чтобы сжать исходную однородную плазму в шнур, — биполярная плазма отрывается от поверхностей образца, диаметр к-рого с ростом тока уменьшается, а плотность плазмы растёт. Сжимающему действию сил Лоренца противостоит амбиполярная диффузия (см. *Шнурование тока в полупроводнике*).

В пластинах толщиной $d > y > 0$ с током может наблюдаться т. н. электрич. пинч-эффект. Если вдоль направления тока j направить ось x , то для существования электрич. пинча необходимо отличие от 0 в осях x, y недиагональной составляющей подвижности хотя бы для одного из сортов носителей (т. е. $\mu_{xy} \neq 0$ и (или) $\mu_{yx} \neq 0$). Тогда одно только поперечное (анизотропное) поле E_y , образуемое при пропускании тока j , не может аннулировать одновременно как электронный, так и дырочный поперечные потоки. Плазма прижимается к одной из двух поверхностей, образуя там аккумулирующий слой за счёт поперечного выноса из объёма.

Недиагональные составляющие подвижности носителей в изотропной плазме можно создать приложением поперечного магн. поля с индукцией, лежащей в плоскости пластин (магнетоконцентрац. эффект). Если в собств. полупроводнике плазма исходно заполняет почти однородно пластину, то этот эффект называют *эффектом Велькера*, а в случае плазмы, инжектированной из контакта, расположенного на одной из поверхностей образца, — *эффектом Сула*. Др. способом получения $\mu_{xy} \neq 0$ в изотропной плазме является малая анизотропная деформация образца (сжатие или растяжение).

Неустойчивости плазмы. Начиная с нек-рого критич. значения электрич. тока, протекающего через П. т. т., её стационарное состояние перестаёт быть устойчивым. Это означает, что нек-рые электрич. флуктуации не затухают во времени, а неограниченно растут. Результатом является либо разрушение образца, либо возникновение новой устойчивой временной и пространственной электронной структуры. Механизмы неустойчивости могут быть различными. Наиб. ярко они проявляются в плазме полупроводников, где наряду с заметными пространственно-временными изменениями дрейфовой скорости носителей заряда возможны и вариации их концентраций. В металлах таких условий нет.