

ро затухают за счёт *Ландау затухания*. Дисперс. ур-ние для поперечных ($E \perp k$) эл.-магн. колебаний в холодной плазме имеет вид $\omega_t = \sqrt{k^2 c^2 + \omega_p^2}$. В разреженной плазме ($kc \gg \omega_p$) закон дисперсии поперечных эл.-магн. колебаний такой же, как для световых волн в вакууме. Наличие теплового движения частиц в нерелятивистской плазме ($T_e \neq 0$) даёт лишь незначит. поправки к частоте ω_t . Эл.-магн. В. в п. переносят энергию через холодную и покоящуюся плазму со скоростью $v_{гр} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{kc^2}{\omega} = \frac{c}{(1 + \omega_p^2/k^2 c^2)^{1/2}} < c$. Фазовая скорость эл.-магн. В. в п. больше, чем в вакууме:

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} = c \left(1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2}\right)^{1/2} > c.$$

Как видно из дисперс. ур-ния, поперечные эл.-магн. В. в п. распространяются только при $\omega > \omega_p$. Это свойство позволяет использовать их для *диагностики плазмы*.

Т. о., в отсутствие внеш. магн. поля в плазме могут существовать три ветви колебаний (рис. 1): эл.-магн., ленгмюровские и ионно-звуковые.

В. в п. в магнитном поле. Магн. поле существенно меняет волновые свойства плазмы: увеличивает число мод собств. колебаний, меняется их поляризация, причём уже не всегда чётко можно разделить продольные и поперечные волны. В плазме с магн.

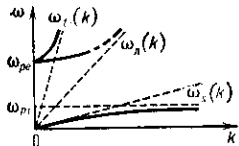


Рис. 1. Колебания в плазме в отсутствие магнитного поля.

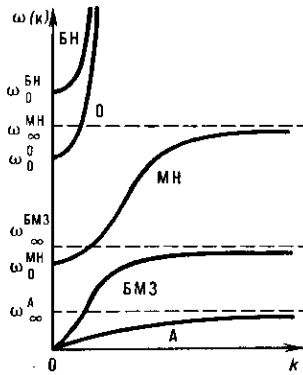


Рис. 2. Типы волн в холодной замагниченной плазме: А — альвеновская; БМЗ — быстрая магнитозвуковая; МН — медленная необыкновенная; БН — быстрая необыкновенная; О — обыкновенная.

полем существуют также волны, наз. модами Бернштейна, к-рые не имеют аналога в газодинамике. Диэлектрич. проницаемость плазмы в магн. поле становится тензором, и закон дисперсии в явном виде в магнитоактивной плазме удаётся получить лишь в некоторых частных случаях.

В холодной ($T_e = 0$) плазме в магн. поле ($E_0 = 0$, $H_0 \neq 0$) могут наблюдаться пять ветвей колебаний (рис. 2). В случае распространения волн вдоль магн. поля ($k \parallel H_0$) имеются одна мода продольных волн (ленгмюровские колебания) и четыре моды поперечных эл.-магн. колебаний, существующие в разных диапазонах частот (альвеновская, быстрая магнитозвуковая, обыкновенная и необыкновенная волны).

В области низких частот, меньших ионной циклотронной частоты $\omega \ll \omega_{Hi} = eH_0/m_i c$, закон дисперсии эл.-магн. волн описывает альвеновскую волну $\omega = kv_A \sqrt{1 - kv_A/\omega_{Hi}}$ ($v_A = H_0/\sqrt{4\pi n m_i}$ — альвеновская скорость; $v_A \ll c$) и быструю магнитозвукую волну $\omega = kv_A \sqrt{1 + kv_A/\omega_{Hi}}$. Альвеновская волна обусловлена движением частиц поперёк силовых линий магн. поля, приводящим к искривлению последних. Сила со стороны H_0 действует как возвращающая сила (аналогично силе натяжения струны), а масса плазмы определяет силу инерции, к-рая конкурирует с возвращающей силой.

В быстрой магнитозвуковой волне, в отличие от альвеновской, отсутствуют возмущения компонент скорости и магн. поля, перпендикулярные H_0 . Скорость

этой моды колебаний равна альвеновской. С приближением частоты колебаний к ионно-циклотронной фазовая скорость альвеновской волны уменьшается до нуля. В этой области частот альвеновскую моду наз. ионно-циклотронной. При $\omega \rightarrow \omega_{Hi}$ последняя сильно затухает из-за циклотронного поглощения ионами. Фазовая скорость быстрой магнитозвуковой волны растёт при увеличении частоты. Поэтому вблизи ионно-циклотронной частоты в плазме должно наблюдаться «двойное лучепреломление». В области частот между ионной циклотронной и электронной циклотронной $\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He} = eH_0/m_e c$ быструю магнитозвукую моду наз. вистлером или геликоном, частота к-рого $\omega_h = \omega_{He} k^2 c^2 / \omega_{pe}^2$.

В диапазоне частот, больших ω_{He} , существуют обыкновенная волна с законом дисперсии $\omega_0^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 \left(1 - \frac{\omega_{He}}{\sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}}\right)$ и необыкновенная

$$\text{волна } \omega_H^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2 \left(1 + \frac{\omega_{He}}{\sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}}\right).$$

Необыкновенная волна имеет правую круговую поляризацию, совпадающую с направлением циклотронного вращения электронов; вектор электрич. поля в обыкновенной волне вращается в противоположном направлении. Т. о., при $\omega \rightarrow \omega_{He}$ необыкновенная волна испытывает сильное затухание из-за циклотронного поглощения электронами аналогично поглощению ионно-циклотронной моды. Это явление используется в т. н. циклотронном методе *нагрева плазмы*.

Т. к. при частотах $\omega > \omega_H$ вдоль магн. поля могут распространяться волны как с левой, так и с правой круговой поляризацией, то при равных амплитудах этих волн в результате суперпозиции возникает линейно поляризованная волна с определ. плоскостью поляризации. Скорости распространения волн с разными поляризациями различны, поэтому наблюдается фарадеевское *вращение плоскости поляризации*, к-рое также используется для диагностики плазмы.

В случае поперечного распространения ($k \perp H_0$) альвеновская волна исчезает и остаются 4 ветви колебаний. В области низких частот частота быстрой магнитозвуковой волны определяется соотношением $\omega = kv_A$, справедливым вплоть до $\omega \gg \omega_{Hi}$. В области высоких частот имеются по-прежнему две линейно независимые волны — обыкновенная и необыкновенная — с ортогональными поляризациями, к-рые в данном случае линейны. В обыкновенной волне электрич. вектор параллелен H_0 , а магн. вектор перпендикулярен внеш. магн. полю. Колебания заряж. частиц при этом происходят вдоль H_0 , так что магн. поле не влияет на распространение обыкновенной волны и её частота совпадает с частотой эл.-магн. волн в изотропной плазме:

$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}$. В необыкновенной волне вектор электрич. поля лежит в плоскости, ортогональной H_0 , а магн. поле волны параллельно внешнему. При этом выделяют две моды необыкновенных волн: быструю, электрич. вектор к-рой перпендикулярен k , а фазовая скорость больше скорости света, и медленную ($\frac{\omega}{k} < c$), к-рая поляризована вдоль k .

Если показатель преломления велик ($N = kc/\omega \rightarrow \infty$), В. в п. становятся почти эл.-статическими ($E \parallel k$). Частоты квазиэлектростатич. мод при распространении вдоль магн. поля [$\theta = \arccos(kH_0/kH_0) = 0$] для медленной необыкновенной, быстрой магнитозвуковой и альвеновской волн равны соответственно: $\omega_{\infty}^{MH} = \max(\omega_{pe}, \omega_{He})$, $\omega_{\infty}^{BM3} = \min(\omega_{pe}, \omega_{He})$, $\omega_{\infty}^A = \omega_{Hi}$. В плотной плазме при $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ частоты $\omega_{\infty}^{MH} = \omega_{pe} + \omega_{He}^2 \sin^2 \theta / 2\omega_{pe}$ и $\omega_{\infty}^{BM3} = \omega_{He} \cos \theta$. (В случае разреженной плазмы необходимо заменить $\omega_{He} \leftrightarrow \omega_{pe}$.) При