

нием  $\omega = \omega_d(k)$ , и мод непрерывного спектра, у которых нет такой связи. Моды непрерывного спектра представляют собой возмущения функции распределения частиц плазмы в виде микрокопий модулированных потоков частиц. Для заданного значения волнового числа  $k$  отод мод непрерывного спектра имеет частоту  $\omega = kv$ , где  $v$  — скорость частиц микропотока, являющаяся свободным параметром. Напр., периодическое в пространстве макроскопич. возмущение плотности плазмы  $\delta n$ , связанное с возбуждением мод непрерывного спектра, является суперпозицией микропотоков, каждый из которых обладает собств. частотой:

$$\delta n = \int dv f(v) \exp(ikvt - ikx). \quad (3)$$

Возмущение (3) вследствие интерференции вкладов микропотоков довольно быстро затухает, хотя каждая мода непрерывного спектра является незатухающей.

Линейная трансформация мод непрерывного и дискретного спектров в неоднородной плазме происходит при выполнении условия резонанса  $\omega_d = \omega = kv$ , выделяющего конкретную моду непрерывного спектра (характеризуемую параметром  $v$ ), и может в результате привести к просветлению барьеров непрозрачности (см. *Эхо плазменное*). Частным случаем линейной трансформации мод непрерывного и дискретного спектров является баллистическая трансформация, к-рая характеризуется двухступенчатой схемой передачи энергии мод: сначала мод дискретного спектра в моды непрерывного, а затем моды непрерывного спектра трансформируются опять в дискретные. Такая Т. в. состоит в следующем. При резонансном взаимодействии эл.-магн. волны с плазмой происходит периодич. пространств. группировка частиц, захваченных в потенц. яму волны, т. е. трансформация эл.-магн. волны в моды непрерывного спектра, связанные с захваченными частицами. Затем, набегая на барьер непрозрачности, эл.-магн. волна отражается, а сгруппированные ею захваченные частицы пролетают вперед и возбуждают за барьером непрозрачности (при выполнении условий резонанса  $k_d = \omega/v$  и фазовой когерентности) др. моду дискретного спектра. В случае бессточниковидельной слабооднородной плазмы с достаточно малым уровнем турбулентности исходная эл.-магн. волна может затухнуть, передав всю свою энергию захваченным частицам, эффективность баллистич. трансформации может быть порядка 100%.

**Линейная Т. в. в однородной нестационарной плазме.** Линейная Т. в. происходит и в однородной плазме, если её параметры, напр. концентрация, с течением времени меняются, т. е. нестационарность параметров приводит к взаимодействию нормальных колебаний. В однородной нестационарной плазме длины волн взаимодействующих нормальных колебаний одинаковы, поэтому резонансный обмен энергией имеет место при сближении либо пересечении частот нормальных колебаний  $\Omega_j(t)$ . Если частоты достаточно отделены друг от друга, то преобразование волн происходит при сильной нестационарности, соответствующей условию  $\Omega_j \tau < 1$ , где  $\tau$  — характерное время изменения параметров плазмы. В обратном случае  $\Omega_j \tau \gg 1$  линейное взаимодействие нормальных колебаний носит адиабатич. характер с экспоненциально малой эффективностью перекачки энергии. Необходимо иметь в виду, что одно нормальное колебание может представлять разные по физ. свойствам типы волн, поэтому в действительности слабая эффективность линейной трансформации нормальных колебаний может соответствовать смене типа волны. Примером служит линейная трансформация магнитозвуковых волн, распространяющихся под малым углом  $\theta$  к магн. полю в однородной плазме с медленно меняющейся во времени плотностью  $\rho_0(t)$ . Возмущения плотности плазмы  $\delta \rho$  и магн. поля  $\delta H_x$  подчиняются ур-ниям связанных осцилляторов:

$$\begin{aligned} [d^2/dt^2 + k^2 v_a^2(t)] \delta H_x &= \theta (k^2 c_s^2 H_0 \delta \rho / \rho_0), \\ [\rho_0 d/dt \rho_0^{-1} d/dt + k^2 c_s^2] \delta \rho &= \theta (k^2 H_0 \delta H_x / 4\pi), \end{aligned}$$

где  $c_s$ ,  $v_a$  — соответственно скорость звука и альвеновская

скорость. Существенное сближение частот нормальных колебаний

$$\Omega_{1,2}^2(t) = 0,5 k^2 c_s^2 \{c_s^2 + v_a^2 \pm [(c_s^2 - v_a^2)^2 + 4\theta^2 c_s^2 v_a^2]^{1/2}\}$$

происходит при  $\theta \ll 1$ , если альвеновская скорость, изменяясь, в нек-рый момент совпадает со звуковой. Полагая

$$v_a(t) = c_s(1 + t/\tau)$$

с характерным временем нестационарности  $\tau$ , получаем длительность резонансного взаимодействия нормальных колебаний  $\Delta t \approx (\tau/\omega_s)^{1/2}$ ,  $\omega_s = k_z c_s$ . В данном случае линейная Т. в. относится к I типу, точки пересечения ветвей колебаний находятся в комплексной плоскости  $t$ :  $t_{1,2} = \pm 2i\tau\theta$ . Нормальное колебание с частотой  $\Omega_1$  слева от области трансформации ( $t < -2\theta\tau$ ) является медленным звуком  $\Omega_1 \approx k_z c_s$ , а справа ( $t > 2\theta\tau$ ) оно представляет быструю магнитозвуковую волну  $\Omega_1 \approx k_z v_a(t)$ . Для нормального колебания с частотой  $\Omega_2$  ситуация обратная. В итоге высокий кдл взаимного преобразования магнитозвуковых волн достигается при условии слабой нестационарности  $\omega_s \tau \theta^2 \gg 1$ , что, однако, отвечает экспоненциально малому коэф. трансформации нормальных колебаний.

**Нелинейная Т. в. в плазме.** Нелинейная Т. в. обусловлена резонансным взаимодействием волн на неоднородностях плазмы, связанных с флуктуац. колебаниями либо турбулентностью. В частности, поперечная волна с частотой  $\omega_i$  и волновым вектором  $k_i$  преобразуется в продольную волну с частотой  $\omega_L$  и волновым вектором  $k_L$  при выполнении условий резонансного трёхволнового взаимодействия:

$$\omega_i = \omega_L + \omega_f, \quad k_i = k_L + k_f,$$

где  $\omega_f$ ,  $k_f$  — частота и волновой вектор флуктуац. колебания. Эффективность нелинейной Т. в. определяется соотношением между интенсивностью возбуждения продольной волны  $I_L$  в плазменном объёме  $V$  и плотностью потока энергии в поперечной волне  $S_f = cE_f^2 N(\omega_f)/8\pi$ ,  $N(\omega) = [\varepsilon(\omega)]^{1/2}$ . В изотропной однородной плазме дифференц. коэф. нелинейной трансформации поперечной волны в продольную равен

$$dT_{fl} = \frac{r_e^2 \omega_i^2 N(\omega_i)}{4\pi \beta_e^3 \omega_f^2 N(\omega_f)} \left[ 1 + \frac{k_i^2 \omega_f}{k_f^2 \omega_L} \right]^2 W(\omega_f, k_f) \sin \theta d\omega_L d\theta_L.$$

Здесь  $r_e$  — классич. радиус электрона;  $\theta$  — угол между векторами  $k_i$  и  $k_L$ ;  $d\omega_L$  — элемент телесного угла в пространстве волновых векторов  $k_L$ ;  $W(\omega, k) = \langle (\delta n_e)^2 \rangle_{\omega, k}$  — спектр флуктуаций концентрации плазменных электронов;  $\beta_e^2 = 3T_e/m_e c^2$ .

Аналогично происходит в однородной изотропной плазме нелинейная трансформация продольной волны в поперечную с дифференц. коэф.

$$dT_{tl} = \frac{r_e^2 \omega_i^2 N(\omega_i)}{4\pi \beta_e^2 \omega_f^2 N(\omega_f)} \left[ 1 - \frac{k_i^2 \omega_f}{k_f^2 \omega_L} \right]^2 W(\omega_f, k_f) \sin^2 \theta d\omega_f d\theta_f.$$

Поскольку спектр флуктуаций концентрации плазмы имеет максимумы на частотах  $\omega_f \approx 0$ ,  $\omega_f \approx \pm \omega_{pe}$ , в процессе нелинейной Т. в. эффективнее возбуждаются поперечные волны с частотами  $\omega_i \approx \omega_{pe}$ ,  $\omega_i \approx 2\omega_{pe}$ .

Т. в. в плазме исследуется при изучении след. проблем: нагрев плазмы волнами при преобразовании эл.-магн. излучения в плазменные моды; генерация эл.-магн. излучения; просветление волновых барьеров в приложении к проблеме связи; вывод энергии из плазмы за счёт преобразования продольных волн в поперечные на градиенте плотности плазмы; стабилизация неустойчивостей либо создание петель обратной связи в параметрич. процессах для реализации режима абс. неустойчивости; генерация сильных продольных полей для ускорения заряд. частиц и др.

Лит.: Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Голант В. Е., Пилюя А. Д., Линейная трансформация и поглощение волн в плазме, «УФН»