

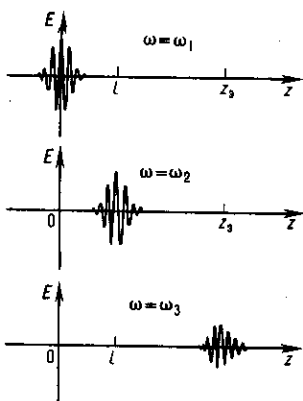
в твердотельной плазме с помощью Э. п. изучают зонную структуру полупроводников и металлов, взаимодействие частиц с границей; в слаботурбулентной плазме исследуют турбулентные процессы. Линейное Э. п. в неоднородном магн. поле существенно увеличивает поглощение быстрой магнитозвуковой волны при *нагреве плазмы* в магн. ловушках на второй гармонике ионной гирочастоты. Э. п. может возникать и в космич. плазме.

Возникновение Э. п. обусловлено существованием непрерывного спектра колебаний плазмы (см. *Трансформация волн* в плазме) и отражает наличие «памяти» на микроскопич. уровне системы о внеш. воздействии. Обратные процессы бесстолкновительной релаксации возбуждений, выявляющее эту скрытую память, происходит благодаря фазовой фокусировке мод непрерывного спектра. Диссипативные факторы (столкновения заряж. частиц, диффузия ленгмюровских плазмонов и др.), разрушающие память системы, ограничивают возможность наблюдения Э. п. В реальных условиях для обнаружения пространств. Э. п. необходимо, чтобы эффективная *длина свободного пробега* частиц плазмы значительно превышала расстояние от источника до точки возникновения Э. п. В случае временного Э. п. время между столкновениями частиц должно быть значительно больше интервала между импульсами.

Э. п. может возникать на ленгмюровских, ионно-звуковых, циклотронных и др. волнах. В однородной плазме Э. п. является сугубо нелинейным эффектом, поскольку только нелинейность приводит к фазовой фокусировке мод непрерывного спектра, т. е. к обращению процесса бесстолкновительной релаксации возбуждений (в частности, обращению *Ландау затухания*). Фазовая фокусировка мод непрерывного спектра возможна и за счёт неоднородности, напр. неоднородности плотности плазмы либо неоднородности удерживающего плазму внеш. магн. поля. В этом случае возможно наблюдение линейного Э. п.

### Механизмы возникновения эха в однородной плазме

**Пространственное Э. п. в изотропной плазме.** Возникновение пространственного нелинейного Э. п. можно рассмотреть на простом примере. Пусть в плазме находится сетка, на к-рую подаётся периодич. электрич. сигнал с частотой  $\omega_1$  и амплитудой электрич. поля  $E_1$ . На нек-ром расстоянии  $l$  от неё расположена 2-я сетка, на к-рую подаётся сигнал с частотой  $\omega_2$  и амплитудой  $E_2$ . Сетки возбуждают в плазме ленгмюровские волны (рис.), к-рые вследствие



затухания Ландау поглощаются на расстояниях от источника, порядка *обратного пространства декремента затухания*  $l_{1,2} \sim 1/\chi(\omega_{1,2})$ . Однако несмотря на затухание ленгмюровских волн, на расстоянии  $z_3 = \omega_2/\omega_3$  от 1-й сетки, существенно превышающем  $l_{1,2}$ , наблюдается самопроизвольно возникающий электрич. им-

Схема возникновения пространственного плазменного эха второго порядка.

пульс на разностной частоте  $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$  — эхо. Физ. механизм возникновения Э. п. связан с тем, что одновременно с ленгмюровскими волнами источник возбуждает в бесстолкновительной плазме незатухающие моды непрерывного спектра, соответствующие модулированным микропотокам частиц. Нелинейная интерференция этих мод и приводит к спонтанному возникновению макроскопич. электрич. поля. Механизм генерации Э. п. носит, по существу, кинематич. характер и наиб. кратко может быть описан в рам-

ках т. н. баллистич. приближения в результате решения кинетич. уравнения свободного движения заряженных частиц  $\partial f/\partial t + v\partial f/\partial z = 0$ . Сетка 1 возбуждает в плазме моды непрерывного спектра вида

$$f_1 = E_1 g_1(v) \exp[-i\omega_1(t-z/v)], \quad (1)$$

где гладкая ф-ция  $g_1(v)$  описывает распределение частиц по скоростям. 2-я сетка вносит в плазму новое возмущение типа (1) на частоте  $\omega_2$ . Кроме того, она модулирует с частотой  $\omega_2$  моды непрерывного спектра (1), порождая тем самым во 2-м порядке по амплитудам источников нелинейное возмущение ф-ции распределения

$$f_{12} = E_1 E_2 g_{12}(v) \exp[i\omega_3 t + i\omega_1 z/v - i\omega_2(z-l)/v], \quad (2)$$

являющееся источником эхового сигнала. Для возникновения Э. п. необходимо, чтобы микропотоки частиц модулировались последовательно: сначала источником на частоте  $\omega_1$ , а затем источником на более высокой частоте  $\omega_2$ . В точке возникновения эха  $z$ , фаза ф-ции распределения (2) не зависит от скорости частиц  $v$ , т. е. микропотоки становятся когерентными. Это приводит при суммировании по скоростям микропотоков к появлению в окрестности точки  $z$ , макроскопич. плотности заряда и соответственно электрич. поля, осциллирующих на разностной частоте  $\omega_3$ . Область локализации источника эхового сигнала, являющегося суперпозицией мод непрерывного спектра (2), имеет характерный размер  $\Delta z_3 \sim v_{Te}/\omega_3$ , где  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов плазмы. На расстояниях  $\Delta z \gg z_3$  от точки эха источник эхового сигнала быстро затухает за счёт фазового перемещения мод непрерывного спектра. При максвелловском распределении частиц плазмы по скоростям затухание происходит по закону

$$\exp\left[(-3/4)(\omega_3|z-z_3|/v_{Te})^{2/3}\right]. \quad (3)$$

В баллистич. приближении частоты  $\omega_{1,2,3}$  значительно превосходят плазменную  $\omega_{pe}$  (см. *Волны в плазме*), поэтому возбуждаемое источником эхового сигнала электрич. поле имеет максимум в точке эха  $z_3$ , а при удалении от неё убывает по закону (3). Однако если разностная частота  $\omega_3$  близка к плазменной ( $\omega_3 - \omega_{pe} \ll \omega_{pe}$ ), Э. п. ассиметрично по форме: слева от точки эха эл.-магн. поле затухает по экспоненте (3) на расстояниях порядка дебаевского радиуса  $\lambda_{De} = v_{Te}/\omega_{pe}$ , а справа, за счёт дополнит. возбуждения медленно затухающей ленгмюровской волны, — на гораздо больших расстояниях — порядка обратного пространства декремента затухания ленгмюровской волны  $1/\chi(\omega_3)$ . В случае близких частот источников разностная частота может попасть в диапазон ионно-звуковых частот собств. колебаний плазмы, тогда справа от точки эха возбуждается бегущая ионно-звуковая волна.

Кроме Э. п. 2-го порядка по амплитудам источников, возможны эффекты Э. п. высших порядков, напр. 3-го порядка на поперечных волнах в изотропной плазме. В ограниченной плазме появляются новые особенности Э. п., в частности возможно эхо от одного источника, эховые сигналы заданного порядка могут наблюдаться одновременно во множестве точек.

**Временное Э. п. в изотропной плазме.** В случае временного Э. п. 2-го порядка 1-й электрич. импульс  $E_1 \delta(t) \exp(ik_1 z)$ , периодический в пространстве, возбуждает ленгмюровскую волну и пакет мод непрерывного спектра ( $k_1$  — волновой вектор). После того как вызванное 1-м импульсом макроскопич. возмущение плазмы исчезает, 2-й импульс с амплитудой  $E_2$  и со сдвигом по времени  $\tau$  возбуждает др. ленгмюровскую волну и моды непрерывного спектра с волновым вектором  $k_2$ , а также модулирует за счёт нелинейности оставшееся микровозмущение от 1-го импульса, порождая модулированные на длине волны  $\lambda_3 = 2\pi/k_3$  (где  $k_3 = k_2 - k_1$ ) микропотоки частиц. Макроскопич. возмущение плазмы от 2-го импульса исчезает аналогично 1-му. Однако в момент времени  $t = k_2 \tau / k_3$  за счёт фазовой фокусировки мод непрерывного спектра микропотоки становятся когерентными, и в плазме возникают макроскопич. плотность заряда и электрич. поле. При максвелловском распределении частиц по скоростям ис-