

реакций) при встречном распространении могут гасить друг друга.

Случайные волны. В природе и технике часто возникают В. в виде набора синусоид, цугов или одиночных импульсов со случайно меняющимися амплитудами и фазами. Если фазы разл. В. никак не связаны между собой, то В. считаются некогерентными (см. *Когерентность*). В этом случае явления интерференции не проявляются: при наложении друг на друга таких сигналов складываются ср. квадраты их амплитуд (мощности). Типичный пример — тепловое излучение тел: от ламп накаливания до космич. источников (Солнце).

Несмотря на видимую запутанность отд. реализаций, случайные волновые поля могут подчиняться чётким закономерностям в отношении своих статистич. характеристик, напр. спектра мощности. Так, спектр интенсивности теплового эл.-магн. излучения чёрного тела описывается Планка формулой (см. *Планка закон излучения*).

В линейных средах случайные волновые процессы обязаны существованием наличию шумовых источников, действие к-рых описывается, напр., случайной ф-цией в правой части волнового ур-ния (5). В нелинейных системах случайные поля могут возникать в результате взаимодействия В. Напр., при одноврем. выполнении резонансных условий для мн. гармонич. нормальных В. возникают сложные многокаскадные взаимодействия, перераспределяющие энергию по спектру вплоть до стохастизации процесса, т. е. образования ансамбля В. со случайными фазами и амплитудами — волновой турбулентности. Для поддержания такого ансамбля в реальной среде с диссипацией необходимы источники энергии — внешние или внутренние. В ряде случаев, однако, источники и стоки энергии действуют в одних областях спектра, а нелинейный обмен энергией между В. — в других (т. н. инерционных интервалах), что существенно облегчает описание волновой турбулентности. По-видимому, это относится, в частности, к определ. участкам спектра развитого ветрового волнения на морской поверхности, турбулизованной плазмы и др. Стохастич. поведение могут обнаруживать и ансамбли солитонов. Сохраняя структуру, солитоны случайным образом меняют взаимное расположение за счёт многократных взаимодействий между собой и с источником энергии (накачкой). Возможны также случайные ансамбли автоволн.

В активных нелинейных системах стохастич. поведение может быть присуще и небольшому числу В. Так, резонансное взаимодействие В. в активной среде в нек-рых случаях приводит к движениям, образом к-рых является *странный аттрактор*, и тогда соответствующие движения, по существу, неотличимы от случайных.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Пирс Д. Р., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976; Уизем Д. Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухорукнов А. П., Теория волн, М., 1979; Пейн Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1979; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ (плазменные волны) — эл.-магн. волны, самосогласованные с коллективным движением заряж. частиц плазмы. Специфика плазмы, в частности её отличие от нейтрального газа, связана с волновыми процессами. Существует много типов В. в п., определяемых её состоянием, зависящим от наличия или отсутствия внеш. магн. полей и от конфигурации плазмы и полей. Классификация В. в п. производится прежде всего по величине амплитуды. При больших амплитудах волновые движения наз. нелинейными волнами; они могут быть регулярными, напр. *солитоны*, либо хаотическими, напр. *бесстолкновительные ударные волны*. Общее решение задачи о нелинейных волнах отсутствует. Задачу о волнах малой амплитуды удаётся решить до конца в общем виде, линеаризовав ур-ния,

описывающие состояние плазмы. Обычно под термином «В. в п.» понимаются именно такие линейные волны.

Наиб. общей для описания распространения В. в п. является система ур-ний Максвелла для эл.-магн. полей и *кинетических уравнений* Власова для плазмы. Однако в столкновит. плазме, когда тепловое движение заряж. частиц несущественно, удобно пользоваться гидродинамич. приближением (см. *Магнитная гидродинамика*).

Распространение В. в п. определяется диэлектрич. свойствами плазмы, к-рые в общем случае описываются с помощью тензора *диэлектрической проницаемости* плазмы $\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}(k, \omega)$, где k и ω — волновой вектор и частота В. в п., $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\sigma_{\alpha\beta}(k, \omega)$ — тензор проводимости, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. В силу линейности системы для фурье-гармоник электрич. поля получаем в однородной плазме систему линейных алгебраич. ур-ний:

$$\Lambda_{\alpha\beta}(\omega, k) E_{\beta}(k, \omega) = \\ = \left\{ \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(\frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2} - \delta_{\alpha\beta} \right) + \epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) \right\} E_{\beta}(k, \omega) = 0.$$

Решение однородной системы существует, если

$$\Delta(k, \omega) = \det \{ \Lambda_{\alpha\beta}(k, \omega) \} = 0.$$

Это ур-ние определяет закон дисперсии (зависимость собств. частоты ω от k) собственных колебаний плазмы и наз. дисперс. ур-нием. Закон дисперсии, полностью определяемый тензором $\epsilon_{\alpha\beta}$, имеет разл. вид в зависимости от типов волн.

В. в п. в отсутствие магнитного поля. В отсутствие внешних электрич. и магн. полей ($E_0 = 0, H_0 = 0$) в изотропной холодной плазме существуют две моды собств. колебаний: продольные и поперечные волны. (Диэлектрич. проницаемость плазмы ϵ в отсутствие внеш. полей является скаляром.) Причиной продольных колебаний ($E \parallel k$), наз. ленгмюровскими (плазменными колебаниями или волнами пространственного заряда), является электрич. поле, вызываемое разделением зарядов. Частота этих колебаний не зависит от длины волны, т. е. нет дисперсии этих волн, и равна ленгмюровской частоте электронов $\omega = \omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$. Здесь n — плотность равновесной плазмы, e и m_e — заряд и масса электрона. Ленгмюровские колебания не распространяются в покоящейся холодной плазме, поскольку их групповая скорость $v_{gr} = d\omega/dk = 0$. Приближение холодной плазмы (темпы ионов и электронов $T_i = T_e = 0$) означает, что тепловые скорости электронов и ионов настолько малы, что частицы за период колебаний не успевают сместиться на расстояние порядка длины волны. Если имеется распределение электронов по скоростям ($T_e \neq 0$), появляется пространственная дисперсия ленгмюровских колебаний: $\omega_d = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3k^2 r_D^2}$ ($r_D = \sqrt{T_e / 4\pi n e^2}$ — *дебаевский радиус экранирования*) и они медленно ($kr_D \ll 1$) распространяются ($d\omega/dk \neq 0$) через плазму. Учёт теплового движения (газокинетич. давления) плазмы приводит также к появлению ещё одной моды продольных колебаний, низкочастотной, в к-рых уже участвуют ионы. Эти колебания наз. ионно-звуковыми и имеют след. закон дисперсии: $\omega_s = kv_s [3T_i/T_e + 1 / (1 + k^2 r_D^2)]^{1/2}$, где $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ — т. н. скорость ионного звука. Значение этой скорости больше тепловой скорости ионов и меньше тепловой скорости электронов. В столкновит. плазме эти волны аналогичны звуковым волнам. В бесстолкновит. плазме, когда T_i и T_e могут значительно отличаться, ионно-звуковые волны могут существовать только при $T_e \gg T_i$ и наз. обычно *неизотермич. звук*ом. При нарушении последнего неравенства (при $T_e \approx T_i$) ионно-звуковые волны быст-