

мирует вид распределения энергии турбулентных пульсаций (спектр турбулентности) и др. корреляц. характеристики. Если взаимодействие пульсаций является определяющим, то говорят о сильной турбулентности, если же оно слабо изменяет их спектральные характеристики, то имеет место слабая турбулентность.

**Слабая турбулентность** может развиваться в условиях, когда возбуждается много волн небольшой амплитуды в среде с дисперсией. В результате взаимодействия таких волн их фазы сбиваются, так что становится применимым приближение хаотич. фаз. Процессы взаимодействия волн можно также представить в виде разложения по степеням соответствующих нелинейных членов. Наинизший порядок по амплитуде взаимодействия описывается т. н. квазилинейным приближением (см. *Квазилинейная теория плазмы*), когда учитывается только индуцированное черенковское излучение и поглощение волн резонансными частицами, скорость к-рых близка к фазовой скорости соответствующей волны (при наличии магн. поля сюда добавляется ещё излучение и поглощение на гармониках циклотронной частоты с учётом нормального или аномального эффекта Доплера). Однако в квазилинейном приближении пренебрегают взаимодействием между волнами (т. е. поток энергии по спектру отсутствует), поэтому оно является недостаточным для описания действительно турбулентных процессов. В следующем порядке — *возмущенной теории* — учитываются процессы, квадратичные по интенсивности волн, приводящие к перекачке энергии по спектру: индуцированное рассеяние волн на частицах и трёхволновые процессы типа слияния двух волн в одну и распада одной волны на две. Чтобы соответствующие процессы имели место, должны выполняться резонансные условия распада в виде равенств

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad k_1 = k_2 + k_3,$$

где  $\omega_i$  — частоты,  $k_i$  — волновые векторы плоских взаимодействующих волн. Эти условия выполнимы не для всех типов волн в плазме (напр., не выполняются для волн, фазовая скорость к-рых убывает с увеличением волнового вектора), поэтому важными могут оказаться четырёхволновые процессы, учитываемые в более высоком порядке разложения по интенсивности волн и представляющие собой рассеяние волн на волнах (см. *Нелинейные явления в плазме*). В слабой турбулентности для описания вышеназванных процессов, по аналогии с квантовой механикой, вводится понятие о квазичастицах — *плазмонах* с импульсом  $\hbar k_i$  и энергией  $\hbar \omega_i$ . Число плазмонов  $N_k$  в единице объёма в интервале волновых векторов от  $k$  до  $k + dk$  пропорционально спектральной ф-ции  $I_{k\omega}$ , описывающей распределение энергии пульсаций по спектру турбулентности. В слабой турбулентности частотная зависимость  $I_{k\omega}$  близка к  $\delta$ -образной. В этом случае  $N_k$  описывается кинетическим ур-нием волн вида

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} + (v_g \nabla) N_k = N_k \int v_{k,k_1} N_{k_1} dk_1 + \int w_{k_1,k_2} N_{k_1} N_{k_2} dk_1 dk_2. \quad (2)$$

Здесь матричные элементы  $v_{k,k_1}$  и  $w_{k_1,k_2}$  и групповая скорость плазмонов  $v_g = \partial \omega_k / \partial k$  выражаются через компоненты тензора диэлектрич. проницаемости плазмы и фактически содержат информацию о природе рассматриваемых волн. Выражения для матричных элементов получаются в результате последовательных итераций поправки к ф-ции распределения частиц по скоростям и в виде отклика на турбулентные пульсации эл.-магн. поля.

**Сильная турбулентность.** При увеличении амплитуды пульсаций взаимодействие волн усиливается, матричные элементы взаимодействия растут и происходит уширение спектра колебаний по частоте, так что зависимость  $I_{k\omega}$  от частоты нельзя считать близкой к  $\delta$ -функции. В таком случае имеет место сильная турбулентность, для описания к-рой кинетич. ур-ние для волн (2) уже не подходит. Существуют разные методы рассмотрения сильной турбулентности. Большинство из них основано на идее перенормировки. Одним из таких подходов является приближение

слабой связи, сходное с приближением прямого взаимодействия в теории гидродинамич. турбулентности.

Приближение слабой связи. Главным в этом приближении является нахождение перенормированного (т. е. заранее учитывающего эффекты нелинейного взаимодействия волн в виде дополнит. коэф. «коллективного» затухания) отклика отдельной волны при её взаимодействии сразу со всеми волнами. Схематично процедуру такой перенормировки можно представить на примере модельного ур-ния, типичного для описания плазменной турбулентности:

$$(\omega - \omega_k) C_{k\omega} = \int v_{k\omega, k_1 \omega_1} C_{k_1 \omega_1} C_{k-k_1, \omega-\omega_1} dk_1 d\omega_1. \quad (3)$$

Здесь  $C_{k\omega}$  характеризует амплитуду волн,  $v_{k\omega, k_1 \omega_1}$  — матричный элемент взаимодействия,  $\omega_k$  — собств. частота волны, следующая из линейного дисперсионного соотношения. Интегральный оператор взаимодействия в правой части (3) наряду с др. эффектами описывает нелинейное затухание волн, т. е. содержит члены, пропорциональные её амплитуде  $\eta_{k\omega} C_{k\omega}$  ( $\eta_{k\omega}$  — декремент коллективного затухания, к-рый и надо определить). Добавляя явно эти члены в левую и правую части ур-ния (3) и итерируя затем правую часть (см. *Итераций метод*), считая её малой (гл. эффект в ней как бы вычтен), приходим к системе двух ур-ний для спектра  $I_{k\omega} \propto |C_{k\omega}|^2$  и перенормированного пропагатора  $S_{k\omega} = (\omega - \omega_k + \eta_{k\omega})^{-1}$  в виде

$$I_{k\omega} = 0.5 |S_{k\omega}|^2 \int v_{k\omega, k_1 \omega_1}^2 I_{k_1 \omega_1} I_{k-k_1, \omega-\omega_1} dk_1 d\omega_1, \quad (4)$$

$$S_{k\omega} = S_{k\omega}^0 - S_{k\omega}^0 S_{k\omega} \int v_{k\omega, k_2 \omega_2} v_{k_2 \omega_2, k\omega} S_{k_2 \omega_2} I_{k_1 \omega_1} dk_1 d\omega_1, \quad (5)$$

где  $k_2 = k - k_1$ ,  $\omega_2 = \omega - \omega_1$ , а  $S_{k\omega}^0 = (\omega - \omega_k)^{-1}$  есть пропагатор (ф-ция Грина отклика плазмы на внеш. воздействие) в линейном приближении. Интегрирование в (4), (5) проводится по всем возможным волнам, что приводит к переоценке взаимодействия волн с сильно отличающимися волновыми векторами и как следствие к неверным (расходящимся) спектрам турбулентности. На самом деле сильно разномасштабные волны слабо взаимодействуют друг с другом, не приводя к перекачке энергии по спектру, а лишь смещая более коротковолновый пакет в пространстве практически без его искажений. Учесть это можно, напр., введя подгоночный параметр обрезания  $\xi$  и ограничиваясь в (4), (5) интегрированием только по волнам с волновыми векторами, отличающимися друг от друга не более чем в  $\xi$  раз. При этом характеристики спектра в широком диапазоне слабо зависят от значений  $\xi$ . Из двух ур-ний приближения слабой связи первое как следствие закона сохранения энергии (суммарная энергия не может измениться в процессе взаимодействия волн) является точным. Второе ур-ние для нелинейного отклика, описывающее особенности процесса перераспределения энергии по спектру, является приближённым. Существуют и др. способы получения ур-ния для нелинейного отклика, в частности вариационные, когда турбулентность также считается квазигауссовской, а ур-ние для отклика является следствием максимизации энтропии системы при тех или иных ограничениях, т. е. является ур-нием Эйлера для вариацион. задачи на условный экстремум. Известен также вариант способ получения ур-ния непосредственно для  $\eta_{k\omega}$  путём минимизации функционала ошибки при замене точного нелинейного ур-ния (3) ур-нием Ланжевена с  $\delta$ -коррелированной случайной силой. Предсказываемые этими способами результаты (константа Колмогорова в спектре турбулентности несжимаемой жидкости и др.) хорошо согласуются с эксперим. данными.

**Метод подобия.** В случае сильной турбулентности важные результаты могут быть получены в рамках феноменологич. методов, одним из к-рых является метод подобия, или размерностный анализ, применённый, напр., А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуковым при изучении спектра пульсаций в турбулентной жидкости.

В плазме использование анализа размерностей осложнено одновременным наличием неск. характерных размеров и времён, из к-рых можно составить неск. безразмерных