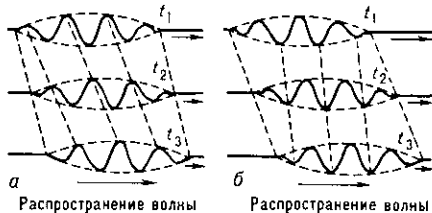


щих точки одинаковой фазы (напр., максимумы), характеризует фазовую скорость; наклон прямых, соединяющих соответствующие точки огибающей (начала и конца сигнала), характеризует Г. с. сигнала. Если при распространении сигнала максимумы и минимумы движутся быстрее, чем огибающая, то это означает, что фазовая скорость данной группы волн превышает её Г. с.

Рис. 2. Последовательные моментальные снимки группы волн в моменты времени t_1, t_2, t_3 в случае нормальной дисперсии (а) и в случае аномальной дисперсии (б).



(рис. 2, а). При распространении сигнала в его «хвостовой» части возникают всё новые максимумы, которые постепенно перемещаются вперёд, достигают его головной части и там исчезают. Такое положение имеет место в случае т. н. нормальной дисперсии, т. е. в средах, где показатель преломления $n \sim 1/v_{ф}$ увеличивается с ростом частоты гармонич. волны ($dn/d\omega > 0$). Такую дисперсию наз. также отрицательной, поскольку с ростом k фазовая скорость волны убывает. Примеры сред с нормальной дисперсией — вещества, прозрачные для оптич. волн, волноводы, изотропная плазма и др. Однако в ряде случаев наблюдается аномальная (положительная) дисперсия среды ($dn/d\omega < 0$); в этих случаях Г. с. сигнала превышает его фазовую скорость $\partial\omega/\partial k > \omega/k$. Максимумы и минимумы появляются в передней части сигнала (рис. 2, б), перемещаются назад и исчезают в его хвосте. Аномальная дисперсия характерна для капиллярных волн на поверхности воды ($v_{гр} = 2v_{ф}$), для эл.-магн. и акустич. волн в средах с резонансным поглощением, а также при определ. условиях — для волн в периодич. структурах (кристаллы, замедляющие системы и т. п.). При этом возможна даже ситуация, при к-рой Г. с. направлена противоположно фазовой. Волны, обладающие этим свойством, наз. обратными.

Г. с. определяет скорость и направление переноса энергии волнами. В анизотропных средах (напр., кристаллах, плазме в пост. магн. поле), где показатели преломления волн зависят от частоты и направления распространения, Г. с. определяется как векторная производная $v_{гр} = d\omega/dk$ и обычно не совпадает по направлению с фазовой скоростью. В средах с сильным поглощением вместо Г. с. вводят величину, характеризующую скорость переноса энергии $v_{эн} = \langle S \rangle / \langle w \rangle$, где $\langle S \rangle$ — ср. плотность потока энергии, а $\langle w \rangle$ — ср. плотность энергии в волнах. В прозрачных средах величины $v_{эн}$ и $v_{гр}$ совпадают.

Понятие Г. с. играет важную роль и в физике, и в технике, поскольку все методы измерения скоростей распространения волн, связанные с запаздыванием сигналов (в т. ч. скорости света), дают Г. с. Она фигурирует при измерении дальности в гидро- и радиолокации, при зондировании ионосферы, в системах управления космич. объектами и т. д. Согласно *относительности теории* Г. с. не может превышать скорости распространения света в вакууме, т. е. всегда $v_{гр} < c$.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Пирс Дж., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976.

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.
ГРУППОВОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ — разложение термодинамич. ф-ций неидеального газа по степеням плотности или активности. Частным случаем Г. р. является *вириальное разложение*.

Для давления P и плотности $n = N/V$ неидеального газа с помощью *большого канонического распределения*

Гиббса получаются групповые разложения по степеням активности:

$$P = kT \sum_{j \geq 1} b_j z^j, \quad n = \sum_{j \geq 1} j b_j z^{j-1},$$

b_j — групповые интегралы, зависящие от темп-ры T (их зависимость от объёма V пренебрегают, что справедливо при достаточно малых плотностях), $z = \Lambda^{-3} \exp(\mu/kT)$ — абс. активность, μ — хим. потенциал, $\Lambda = h(2\pi m kT)^{-1/2}$ — длина волны де Бройля, соответствующая энергии kT , m — масса молекулы. Коэф. b_j имеет смысл статистич. интеграла (или статистич. суммы), отнесённого к единице объёма, для группы j частиц (с чем и связан термин «Г. р.»). Групповые интегралы b_j для газа с потенц. энергией взаимодействия между молекулами U_{ij} равны

$$b_j = (1/j!V) \int \prod_{i < l} f_{il} d\tau_1 \dots d\tau_j, \quad f_{il} = \exp(-U_{il}/kT) - 1,$$

их можно представить при помощи связанных групповых диаграмм.

Исключение z из ур-ний для P и n приводит к Г. р. для давления по степеням плотности (это можно сделать методами ф-ций комплексного переменного). Коэф. полученного ряда β_i (неприводимые групповые интегралы) выражаются через групповые интегралы b_j . Метод Г. р. применим также к др. неидеальным системам статистич. физики, в т. ч. к квантовым.

Лит. см. при ст. *Вириальное разложение*. Д. Н. Зубарев.
ГРУППОВОЙ СИНХРОНИЗМ — равенство *групповых скоростей* v_j ($j=1, 2, \dots$) взаимодействующих в нелинейной среде модулированных (квазимонохроматических) волн. Модулированные во времени волны эффективно взаимодействуют на сколь угодно большой длине, если выполнены не только условия *фазового синхронизма* для средних частот волновых пакетов, но и условие Г. с., означающее на спектральном языке, что фазовый синхронизм должен иметь место для всех спектральных компонент взаимодействующих волн. Однако в диспергирующей нелинейной среде условия Г. с. в общем случае не выполняются и эффективность нелинейного взаимодействия модулированных волн существенно зависит от различия групповых скоростей, что характеризуется т. н. групповой расстройкой $v_{jn} = 1/v_j - 1/v_n$.

В *нелинейной оптике* Г. с. может быть реализован лишь в нек-рых случаях, напр. при вырожденном по частоте и неколлинеарном трёхчастотном взаимодействии — генерации второй гармоники (см. *Взаимодействие световых волн*). В практических ситуациях на малых длинах взаимодействия часто можно пренебрегать групповой расстройкой, считая, что имеет место Г. с., т. е. $v_{jn} = 0$. Действительно, если на длине взаимодействия l время группового запаздывания $\tau_{зап} = l|v_{jn}| \ll \tau_j, \tau_n$ (τ_j, τ_n — длительность импульса или характерное время модуляции соответствующей комплексной амплитуды), то групповая расстройка несущественна. Такое нелинейное взаимодействие волн на длинах, меньших характерных длин $l_{кв} = \tau_j/|v_{jn}|$ и $l'_{кв} = \tau_n/|v_{jn}|$, наз. квазистатическим; при этом модуляция волн приводит к более эффективному энергообмену между ними, чем взаимодействие монохроматич. волн при одинаковых средних интенсивностях.

В случае $\tau_{зап} > \tau_j, \tau_n$ групповая расстройка играет принципиальную роль: процесс нелинейного взаимодействия волн становится нестационарным и менее эффективным либо вовсе прекращается (см. *Нестационарные нелинейные оптические явления*). Для кристаллов дигидрофосфата калия (KDP) и ниобата лития ($LiNbO_3$) в случае нелинейного взаимодействия обыкновенной осн. волны ($\lambda = 1,06$ мкм) и необыкновенной волны второй гармоники значение групповой расстройки v_{12} соответственно равно $5,2 \cdot 10^{-12}$ и $1,0 \cdot 10^{-13}$ с/см; для кристаллов KDP при вырожденном взаимодействии на $\lambda = 0,53$ мкм $v_{1,2} = 2,5 \cdot 10^{-12}$ с/см. Т. о., при преобразо-