в (4) ф-ции Дирака $\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$ свидетельствует об отсутствии в системе пространственной дисперсии. Из (2) видно, когда можно пренебречь дисперсией среды; если характерные масштабы поля $\rho_E \gg \rho_д$ и характерные времена изменения поля $\tau_E \gg \tau_д$, то $\boldsymbol{E}(t', \boldsymbol{r}')$ в области, существенной для интегрирования, может быть приближённо заменено на $\boldsymbol{E}(t, \boldsymbol{r})$ и вынесено из-под знака интеграла, в результате (2) переходит в (1).

В случае стационарного гармонич. воздействия $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_{\omega,\boldsymbol{k}}\exp(i\omega t-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})$ зависимость (2) сводится к алгебраич. соотношению между комплексными амплитудами

$$\boldsymbol{P}_{\omega,\boldsymbol{k}}=\chi(\omega, \boldsymbol{k})\,\boldsymbol{E}_{\omega,\boldsymbol{k}}, \qquad (5)$$

где $\chi(\omega, \boldsymbol{k})$ — Фурье образ ядра $\hat{\chi}$ (в рассмотренном примере $\chi=\chi_0\omega_0^2/(\omega_0^2+2id\omega-\omega^2)$ может быть получен непосредственно из ур-ния (3). Принцип причинности, учтённый пределами интегрирования в (2), накладывает определ. ограничения на действительные и мнимые части восприимчивости, формулируемые в виде интегральных *Крамерса — Кронига соотношений*, к-рым подчиняются и мн. др. параметры Д. с. (см. также *Дисперсионные соотношения*).

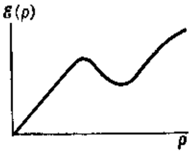
Нелинейные среды также являются диспергирующими в том смысле, что взаимодействия, формирующие в них материальные связи, обладают свойствами инерционности и нелокальности. Однако характерные времена «памяти» среды и масштабы «дальнодействия» становятся *функционалами* полей; поэтому независимое (раздельное) описание дисперсионных и нелинейных свойств среды не всегда представляется возможным.

Относительно эффектов, наблюдаемых в Д. с., см. *Дисперсия волн*, *Дисперсия звука*, *Дисперсия света*, *Дисперсия пространственная*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Силин В. П., Рухадзе А. А., Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ДИСПЕ́РСИИ ЗАКО́Н — зависимость энергии $\mathscr{E}$ *квазичастицы* от её квазиимпульса $\boldsymbol{p}$. Д.з. определяет динамику квазичастиц. В общем случае $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ — многозначная комплексная ф-ция (векторной) переменной $\boldsymbol{p}$. Многозначность обусловлена зонным характером энергетич. спектра квазичастиц (см. *Зонная теория*). Действительная часть этой ф-ции определяет скорость квазичастиц $\boldsymbol{v}=\partial\,\mathrm{Re}\,\mathscr{E}/\partial\boldsymbol{p}$ и тензор обратных *эффективных масс* $m_{ik}=\partial^2\,\mathrm{Re}\,\mathscr{E}/\partial p_i\,\partial p_k$, а мнимая часть — поглощение квазичастиц.

Д. з. может быть изображён как зависимость вещественной части энергии квазичастицы от величины квазиимпульса при фиксиров. направлении последнего. В качестве примера на рис. показан Д. з. элементарных



Закон дисперсии элементарных возбуждений в сверхтекучем жидком гелии.

возбуждений в сверхтекучем жидком гелии (He II). Начальный (линейный) участок изображённой кривой соответствует *фононам*, участок вблизи минимума — *ротонам*. Др. способом изображения Д. з. является построение изоэнергетич. поверхностей $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathrm{const}$ в пространстве квазиимпульсов (p-пространство) и их разл. сечений.

В теории волновых процессов Д. з. описывает соотношение между частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ волны (см. *Дисперсионное уравнение*). *Э. М. Эпштейн.*

ДИСПЕРСИО́ННАЯ ПОВЕ́РХНОСТЬ — поверхность равных частот в пространстве волновых векторов. Характеризует пространств. дисперсию фазовой скорости дифракц. рентг. волн в кристалле в зависимости от отклонения направления распространения первичного излучения от направления, соответствующего *Брэгга — Вульфа условию*. Понятие Д. п. широко используется в динамич. теории дифракции рентг. лучей в кристаллах. Конкретный вид Д. п. зависит от числа дифракц. волн, реального строения кристалла и др. факторов.

Понятие Д. п. естеств. образом возникает при решении волнового ур-ния, описывающего распространение рентг. лучей в кристаллах [см. ур-ние (5) в ст. *Дифракция рентгеновских лучей*]. Решения этого ур-ния в нулевом приближении (т. е. без учёта взаимодействия волн в кристалле) показывают, что волновые векторы всех волн равны между собой:

$$k_g^2=k_0^2, \qquad (1)$$

где k_g и k_0 — абс. значения волновых векторов соответственно дифракционной и проходящей волн. Согласно (1), Д. п. состоит из бесконечного числа сфер

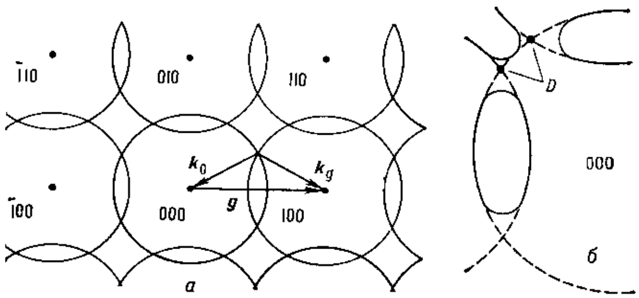


Рис. 1. *а* — Сечение дисперсионных поверхностей нулевого приближения плоскостью обратной решётки. В кинематическом приближении волновые векторы $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}_g$ выходят из точек пересечения (вырождения) дисперсионной поверхности узла $\boldsymbol{g}$ [на рис. это узел (100)] обратной решётки с дисперсионной поверхностью нулевого узла (000) обратной решётки; *б* — фрагмент сечения дисперсионной поверхности плоскостью рисунка согласно динамической теории. Пунктиром показаны участки сечения дисперсионной поверхности до снятия вырождения; D — точки вырождения.

радиуса k_0, проведённых вокруг каждого узла обратной решётки кристалла (рис. 1). Направления волновых векторов k_g при этом не определяются.

В первом, т. н. кинематическом, приближении, к-рое учитывает только одностороннее влияние проходящей волны на дифракционные, к (1) добавляется условие Брэгга — Вульфа:

$$\boldsymbol{k}_g=\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{g}, \qquad (2)$$

($\boldsymbol{g}$ — вектор *обратной решётки*), к-рое однозначно задаёт направление распространения дифракц. волн. Согласно условиям (1) и (2), волновые векторы дифракционных волн должны начинаться в тех точках обратного пространства, к-рые одновременно принадлежат нулевой сфере и сфере g (рис. 1). Это возможно только при $k_{0g}\geqslant g/2$, когда соответствующая узлу g сфера пересекается с нулевой сферой. Тем самым условия (1) и (2) полностью определяют число и направления распространения возможных при данных условиях дифракц. волн (построение Эвальда). Для бесконечно большого кристалла Д. п. вырождается в окружности, являющиеся следами пересечения сфер, в каждой точке к-рых условия (1) и (2) выполняются точно.

Узлы обратной решётки конечного кристалла также имеют конечные размеры. Совокупность сфер, проведённых радиусом k_0 из каждой точки данного узла, образует оболочку конечной толщины. Пересечение оболочек представляет собой уже нек-рую трёхмерную область, внутри к-рой условие (1) выполняется приближённо в конечном интервале углов (частот). Это означает, что дифракц. максимумы всегда имеют конечную угловую (частотную) ширину.