нице раздела трёх фаз. В этом случае в условии Неймана — Юнга α_{12} заменяют на сумму $\alpha_{12}+\varkappa/r$.

Лит.: Дзялошинский И. Е., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Ван-дер-ваальсовы силы в жидких пленках, «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 229; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Современная теория капиллярности, Л., 1980; Гиббс Д. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982.

В. А. Иванов.

КРА́МЕРСА ТЕОРЕ́МА — утверждение о существовании по крайней мере двукратного вырождения уровней энергии произвольной обратимой по времени квантовой системы, содержащей нечётное число фермионов [Х. А. Крамерс (H. A. Kramers), 1930]. Доказательство теоремы опирается на тот факт, что операция *обращения времени* $\hat{T}$ является антиунитарной и обладает свойством $\hat{T}^2=(-1)^n$, где n — число фермионов в системе. Важность К. т. в том, что двукратное (крамерсовское) вырождение имеет место в произвольном электрич. поле. В частности, двукратно вырождены уровни энергии атома с нечётным числом электронов, находящегося в кристалле произвольной симметрии. К. т. не применима к атому, находящемуся в магн. поле, т. к. такая система не обладает симметрией относительно обращения времени. Поэтому магн. поле полностью снимает вырождение.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Вигнер Е., Теория групп и ее приложения к квантовомеханической теории атомных спектров, [пер. с англ.], М., 1961; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 2, М., 1983.

С. П. Аллилуев.

КРА́МЕРСА — КРО́НИГА СООТНОШЕ́НИЯ — *дисперсионные соотношения* для комплексного показателя преломления $\tilde{n}(\omega)=n(\omega)-i\varkappa(\omega)$ среды с частотной *дисперсией*, связывающие её показатель преломления $n(\omega)$ и коэф. поглощения $\varkappa(\omega)$ (ω — частота электромагн. волны):

$$n(\omega)=1+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx^2\varkappa(x)}{x^2-\omega^2}=n(0)+\frac{\omega^2}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx^2\varkappa(x)}{x^2(x^2-\omega^2)}$$

(прямое К.— К. с.);

$$\varkappa(\omega)=-\frac{2\omega}{\pi}\int_0^\infty \frac{dx\, n(x)}{x^2-\omega^2}$$

(обратное К.— К. с.). Установлены Х. А. Крамерсом (H. A. Kramers) и Р. Кронигом (R. Kronig) в 1927. К.— К. с. отражают аналитичность ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ в верх. полуплоскости частоты ω, рассматриваемой как комплексная переменная.

Физически К.— К. с. выражают существование жёсткой связи дисперсии световой волны (зависимости показателя преломления n от ω) и её поглощения. Уже для простейшей среды — идеального атомарного газа с

$$\tilde{n}(\omega)=1+\frac{2\pi e^2 N}{m}\sum_k \frac{f_{0k}}{\omega_{0k}^2-\omega^2-i\gamma}$$

(N — концентрация атомов, ω_{0k} и f_{0k} — частота перехода и *сила осцилляторов* для k-го атомного уровня, e и m — заряд и масса электрона, γ — слабое затухание) вблизи каждой линии перехода обнаруживаются связанные друг с другом дисперсия и поглощение света. К.— К. с. показывают, что такая связь существует для любой среды безотносительно к конкретным механизмам дисперсии и поглощения. В частности, у непоглощающей (прозрачной) во всей области частот среды не было бы и дисперсии.

Будучи частным (и исторически первым) примером дисперсионных соотношений, К.— К. с. имеют универсальную форму, не зависящую от структуры и динамики среды. Они выводятся из общего *причинности принципа*, применённого к эл.-динамич. функциям отклика. Однако поскольку связь комплексного показателя преломления $\tilde{n}$ с этими ф-циями в общем случае сложна, вывод об аналитичности ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ можно сделать не всегда и соответственно К.— К. с. оказываются справедливыми далеко не для всех типов сред. Так, в случае однородной изотропной среды с *дисперсией пространственной* $\tilde{n}(\omega)$ определяется (неявно) ур-нием

$$\tilde{n}(\omega)=[\varepsilon_t(\omega,q)]^{1/2}=[\varepsilon(\omega,q)\,\mu(\omega,q)]^{1/2} \quad (q^2=\tilde{n}^2\omega^2/c^2), \qquad (*)$$

где ε — обычная (продольная), $\varepsilon_t=\varepsilon-q^2c^2(1/\mu-1)/\omega^2$ — поперечная *диэлектрические проницаемости*, μ — магн. проницаемость, q — волновой вектор. Хотя ф-ция $\varepsilon_t(\omega, q)$ аналитична в верх. полуплоскости ω и не имеет в этой области нулей [они превратились бы в точки ветвления ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ из-за наличия корня в (*)], зависимость ε_t от q усложняет вид ф-ции $\tilde{n}(\omega)$ и в общем случае лишает нас информации об её аналитич. свойствах. К.— К. с. во всяком случае справедливы для любого равновесного немагнитного ($\mu=1$) вещества со слабой пространственной дисперсией ($ql\sim\omega l/c\ll 1$, l — характерный внутр. параметр среды размерности длины). В этом случае $\varepsilon_t(\omega, q)\approx\varepsilon(\omega)$, $\tilde{n}(\omega)=\sqrt{\varepsilon(\omega)}$, где $\varepsilon(\omega)$ аналитична в верх. полуплоскости ω и не имеет в этой области нулей благодаря условию $\operatorname{Im}\varepsilon\geqslant 0$.

Под К.— К. с. в широком смысле часто понимаются дисперсионные соотношения для эл.-динамич. ф-ций отклика и связанных с ними величин. Сюда относятся ф-ции $1/\varepsilon(\omega, q)$, $\varepsilon(\omega, 0)\equiv\varepsilon(\omega)$, $1/[\omega^2\varepsilon_t(\omega, q)-q^2c^2]$, а также $\varepsilon_t(\omega, q)$ и $1/\varepsilon_t(\omega, q)$. У ф-ций $\varepsilon(\omega, q)$ и $1/\mu(\omega, q)$ при достаточной силе взаимодействия между частицами среды [когда $\varepsilon(0, q)\leqslant 0$] возникает полюс в верх. полуплоскости ω, нарушающий дисперсионные соотношения. Не существует также К.— К. с. и для $\mu(\omega, q)$, а об аналитич. свойствах ф-ций $\mu(\omega, 0)\equiv\mu(\omega)$ и $1/\mu(\omega)$ вообще нет информации. Отсутствие К.— К. с. для перечисленных величин понимается как невозможность их общего и строгого вывода, что не исключает справедливости этих соотношений в отдельных частных случаях.

К.— К. с. используются при теоретич. описании свойств среды и особенностей распространения в ней световой волны. В практич. плане они дают возможность определить показатель преломления $n(\omega)$ по приближённому (эмпирич.) виду коэффициент поглощения $\varkappa(\omega)$.

Лит.: Martin P., Sum rules, Kramers — Kronig relations, and transport coefficients in charged systems, «Phys. Rev.», 1967, v. 161, p. 143; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., 1979; Киржниц Д. А., Общие свойства электромагнитных функций отклика, «УФН», 1987, т. 152, с. 399; а также лит. при ст. *Диэлектрическая проницаемость*.

Д. А. Киржниц.

КРА́СНОЕ СМЕЩЕ́НИЕ — увеличение длины волны монохроматич. компонента спектра источника излучения в системе отсчёта наблюдателя (λ_0) по сравнению с длиной волны этого компонента в собств. системе отсчёта (λ_e). Термин «К. с.» возник при изучении спектральных линий оптич. диапазона, смещённых в сторону длинноволнового (красного) конца спектра. Причиной К. с. может явиться движение источника относительно наблюдателя — *Доплера эффект* или (и) отличие напряжённости поля *тяготения* в точках испускания и регистрации излучения — гравитационное К. с. В обоих случаях параметр смещения $z\equiv(\lambda_0-\lambda_e)/\lambda_e$ не зависит от длины волны, так что наблюдаемая плотность распределения энергии излучения $f_0(\lambda)$ связана с аналогичной плотностью в собств. системе отсчёта $f_e(\lambda)$ соотношением

$$f_0(\lambda)=\frac{1}{1+z}\cdot f_e\left(\frac{\lambda}{1+z}\right).$$

Эквивалентная ширина спектральной линии W_λ преобразуется при К. с. так же, как и длина волны максимума интенсивности: $W_\lambda^0=(1+z)W_\lambda^e$.