ются *Бозе — Эйнштейна статистике*; при возбуждении системы они могут рождаться поодиночке. К. с полуцелым спином (электрон, нуклон, полярон и др.) удовлетворяют *Ферми — Дирака статистике* и должны рождаться и исчезать парами, чтобы изменение полного момента количества движения системы было кратно величине $\hbar$. Это относится к возбуждению системы при неизменном числе её частиц, т. е. в отсутствие «лишней» или распадной частицы (см. выше). В простейшем случае однородной изотропной системы и $T=0$ К эта пара состоит из К. с импульсом $p>p_0$ и квазидырки с импульсом $p<p_0$, где p_0 — радиус заполненной К. сферы Ферми, связанный с плотностью числа частиц системы (n) тем же соотношением $p_0=\hbar(6\pi^2 n/g)^{1/3}$, g — фактор вырождения уровня, как и в идеальном газе (Л а т т и н д ж е р а — У о р д а т е о р е м а). Возбуждение системы сводится тем самым к переходу К. из заполненной области импульсного пространства в незаполненную. Качественно эта картина сохраняет свою силу и в случае кристалла, хотя при этом меняется геометрия *ферми-поверхности*, отделяющей заполненную К. область от незаполненной, и даже её топология.

Др. важной характеристикой К. является закон дисперсии — зависимость её энергии $\mathscr{E}$ от импульса (или квазиимпульса) $\boldsymbol{p}$, а также спектр возбуждений системы, т. е. мин. энергия, отвечающая возбуждению системы с данным импульсом и с рождением К. данного типа. Для возбуждений бозевского типа понятие «спектр возбуждения» и *дисперсии закон* К. совпадают; для возбуждений фермиевского типа спектр возбуждения равен сумме законов дисперсии К. (положительного) и квазидырки (отрицательного). Закон дисперсии К. определяется гл. обр. характером взаимодействия между структурными частицами системы (если существенно самосогласованное взаимодействие между К., то может появиться и зависимость от плотности К., т. е. от темп-ры системы). В микроскопич. подходе закон дисперсии определяется полюсом соответствующей ф-ции Грина (G) в импульсно-энергетич. представлении $G(\mathscr{E}, \boldsymbol{p})$ в нижней полуплоскости энергии $\mathscr{E}$:

$$G^{-1}[\mathscr{E}(\boldsymbol{p}),\ \boldsymbol{p}]=0. \qquad (1)$$

Для К. фермионного типа, напр. электрона и нуклона, имеется в виду одночастичная фермионная ф-ция Грина; для К. типа экситона Ванье — Мотта или плазмона — парная ф-ция Грина типа «частица — дырка».

Как правило, закон дисперсии, определяемый (1), является комплексной ф-цией: $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_0(\boldsymbol{p})-i\Gamma(\boldsymbol{p})$ с отрицат. мнимой частью. Волновая ф-ция К. пропорциональна $\exp[-i\mathscr{E}(\boldsymbol{p})t/\hbar]$, где t — время, и содержит фактор $\exp[-\Gamma(\boldsymbol{p})t/\hbar]$, к-рый описывает «распад» К., т. е. всевозможные процессы, ведущие к её «уходу» из начального состояния. Поэтому величина Γ имеет смысл «затухания» К., а обратная величина $\hbar/\Gamma$ — её времени жизни. Величина $\hbar/\Gamma$ играет важную роль для формулировки критерия применимости концепции квазичастицы: К. действительно представляет собой многочастичный комплекс, движущийся квазинезависимо, если его время жизни велико, т. е. «затухание» Γ мало:

$$\Gamma \ll \mathscr{E}_0. \qquad (2)$$

Для выполнения (2) необходимо, чтобы система находилась в слабо возбуждённом состоянии, т. е. чтобы импульсы бозевских возбуждений были малы (длинноволновой случай), а импульсы фермиевских возбуждений были близки к величине $\boldsymbol{p}_0$; при этом распад (превращение её в др. К.), если и разрешён, то отвечает малому фазовому объёму, а рассеяние К. друг на друге играет малую роль в силу малости их концентрации. Для термически возбуждённой системы сказанное отвечает случаю относительно низких темп-р.

Хотя К. и является коллективным образованием и имеет сложную структуру, наличие жёсткой связи её энергии с импульсом движения как целого роднит К. (при $\Gamma \ll \mathscr{E}_0$) с обычной частицей, позволяя, в частности, ввести скорость К.: $\boldsymbol{v}=\partial\mathscr{E}_0(\boldsymbol{p})/\partial\boldsymbol{p}$, *эффективную массу* $m=[\partial^2\mathscr{E}_0(\boldsymbol{p})/\partial\boldsymbol{p}^2]$ и др. Мн. К. имеют непрерывный спектр возбуждения, для к-рого $\mathscr{E}_0(\boldsymbol{p})=0$ при нек-ром $\boldsymbol{p}$ (обычно при $p=0$); среди них выделяются К. с акустич. спектром $\mathscr{E}_0=vp$ при малых p. К ним относятся, в частности, К., отвечающие колебаниям тех степеней свободы, по к-рым в системе произошло *спонтанное нарушение симметрии* (см. *Голдстоуна теорема*). Эти К. не имеют порога рождения и появляются в системе при сколь угодно малой энергии возбуждения. Непрерывный спектр имеют акустич. фононы (их спектр определяется показателем преломления среды), нек-рые типы магнонов и др., а также пáры К.— квазидырка в несверхпроводящем веществе, энергия к-рых стремится к 0 при приближении импульсов их компонент к поверхности Ферми.

У остальных К. по разным причинам в спектре возбуждения появляется энергетич. щель, равная минимальному (отличному от 0) значению ф-ции $\mathscr{E}_0(\boldsymbol{p})$. Для рождения таких К. нужно преодолеть энергетич. порог, равный ширине щели (отсюда, напр., следует, что их вклад в теплоёмкость системы в области низких темп-р экспоненциально мал). К ним относятся плазмоны, у к-рых возникновение щели связано с дальнодействием кулоновских сил, оптич. фононы, экситоны, ротоны, магноны и т. д. Энергетич. щель, равную ширине запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, имеют и электроны в диэлектриках и полупроводниках (см. *Зонная теория*). Важнейшим примером возбуждения с энергетич. щелью могут служить К. в сверхпроводниках, где для разрыва пáры Купера и появления К. в свободном состоянии необходимо затратить конечную энергию.

Важную роль играют также характеристики, к-рые описывают взаимодействие К. с др. К., с примесями и дефектами решётки и т. п. (амплитуды и сечения рассеяния), а также характеристики, к-рые определяют длину свободного пробега К., входящую в выражения для кинетич. коэф. системы.

Термодинамика газа К. Зная характеристики К., можно получить термодинамич. описание системы мн. частиц с сильным взаимодействием при $T \neq 0$ К, исходя (в первом приближении) из картины *идеального газа* К. В основе такого описания лежит ф-ция распределения К. по импульсам $n(p)$, к-рая входит в выражения для полной энергии системы:

$$\mathscr{E}_{\text{п}}=\mathscr{E}_{0\text{п}}+\sum_p n(p)\,\mathscr{E}(p) \qquad (3)$$

($\mathscr{E}_{0\text{п}}$— энергия при $T=0$ К) и её энтропии:

$$S=-k\sum_p\{n(p)\ln n(p)-[n(p)\pm 1]\ln[1\pm n(p)]\}, \qquad (4)$$

отвечающие модели идеального газа К. (знаки + и — соответствуют К. фермиевского и бозевского типа). Минимум свободной энергии $F=U-TS$ по $n(p)$ ведёт к выражениям для равновесной ф-ции распределения:

$$n(p)=\{\exp[\mathscr{E}(p)/kT]\pm 1\}^{-1}, \qquad (5)$$

к-рые совпадают с обычными распределениями Ферми и Бозе с равным нулю *химическим потенциалом* (число К. не фиксировано, а само определяется условиями равновесия). Выражения (3) — (5) и содержат полную термодинамич. информацию о системе (в частности, *теплоёмкость* системы определяется общим выражением $C_V=TdS/dT$).

К. и квантовая теория поля. В нерелятивистской теории систем мн. частиц последние рассматриваются как бесструктурные объекты с заданными свойствами, что и лежит в основе их отличия от коллективных образований — К. Однако с точки зрения *квантовой теории поля* и обычные частицы (электроны, фотоны и т. п.) непрерывно взаимодействуют с физ. *вакуумом*,