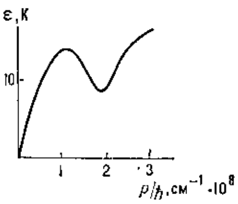
ростях, меньших V_c. При $T=0$ вся жидкость движется как сверхтекучая. При конечных темп-рах совокупность квазичастиц движется как обычная жидкость — это «нормальная часть», с к-рой связана нек-рая плотность нормальной части жидкости ρ_n. Остальная часть плотности $\rho_s=\rho-\rho_n$ движется как сверхтекучая жидкость. По мере увеличения темп-ры ρ_n увеличивается, и при нек-рой темп-ре $T=T_\lambda(P)$, зависящей от давления, ρ_s обращается в нуль и жидкость теряет свойство сверхтекучести. Линия $T=T_\lambda(P)$ является линией фазовых переходов второго рода. Для ^{4}He при давлении насыщенных паров $T_\lambda=2,18$ К. Вблизи темп-ры перехода ρ_s обращается в нуль по закону: $\rho_s \sim (T_\lambda-T)^{(2-\alpha)/3}$, где $\alpha\approx-0,01$ — критич. показатель теплоёмкости.



Своеобразными особенностями обладает распределение по импульсам истинных частиц — атомов жидкости. При $T<T_\lambda$ в жидкости происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация*, так что в наинизшем квантовом состоянии с $p=0$ находится конечная доля всех атомов. Волновая ф-ция ψ_0 этих «сконденсированных» атомов является дополнит. классич. переменной, описывающей сверхтекучую жидкость. Она записывается в виде

$$\psi_0=\sqrt{n_0}\,e^{i\varphi}, \qquad (18)$$

где n_0 — плотность числа частиц в конденсате, φ — фаза. ψ можно рассматривать как комплексный параметр порядка, наличие к-рого отличает сверхтекучую фазу от нормальной. Плотность числа частиц n_0 не связана непосредственно с ρ_s, однако она обращается в нуль одновременно с ρ_s в точке перехода, хотя и по несколько иному закону: $n_0\sim(T_\lambda-T)^{2\beta}$, где β — критич. показатель параметра порядка. Фаза же волновой ф-ции конденсата определяет скорость сверхтекучей части бозе-жидкости (сверхтекучую скорость):

$$\boldsymbol{V}_s=\frac{\hbar}{m}\nabla\varphi \qquad (19)$$

(m — масса атома). При низких темп-рах n_0 уменьшается с повышением темп-ры по закону:

$$n_0(T)=n_0(T=0)\left[1-\frac{mT^2}{15nu\hbar^3}\right],\quad n=\frac{N}{V}.$$

Распределение по импульсам частиц, не находящихся в конденсате, имеет особенность в области малых импульсов:

$$N(p)_{p\to0}=\frac{n_0mu}{2np},\ T=0;\quad N(p)_{p\to0}=\frac{n_0mT}{np^2},\ T\neq0.$$

Особый характер имеет вращение сверхтекучей части бозе-жидкости. Оно происходит вокруг отд. вихревых нитей, циркуляция скорости вокруг к-рых, в силу (19), квантована и равна целому кратному от $2\pi\hbar/m$.

Микроскопич. вычисление параметров бозе-жидкости возможно также лишь в пределе разреж. системы, удовлетворяющей условию (13), т. е. бозе-газа. Для такого газа спектр квазичастиц для любых значений p определяется ф-лой Боголюбова (Н. Н. Боголюбов, 1947):

$$\varepsilon(p)=\left[u^2p^2+\left(\frac{p^2}{2m}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (20)$$

При малых p спектр (20) имеет вид (14), причём скорость звука u равна

$$u=(4\pi\hbar^2na/m^2)^{1/2}.$$

При $p\to\infty$ (20) переходит в спектр свободных атомов $p^2/2m$. Плотность числа атомов в конденсате при $T=0$ в этой модели равна

$$n_0=n\left(1-{}^8/_3\sqrt{na^3}\right).$$

Для реальной жидкости можно получить приближённую интерполяц. ф-лу Фейнмана, связывающую спектр возбуждений со статич. формфактором жидкости $S(k)$, к-рый можно определить по рассеянию рентгеновских лучей жидкостью:

$$\varepsilon(\boldsymbol{p})=\frac{p^2}{2mS(p/\hbar)}.$$

Согласно этой ф-ле, ротонному минимуму соответствует максимум $S(k)$, связанный с ближним порядком в расположении атомов жидкости.

Сверхтекучая ферми-жидкость. При достаточно низких темп-рах состояние нормальной ферми-жидкости оказывается неустойчивым, если взаимодействие между квазичастицами имеет характер притяжения. Более точно, неустойчивость возникает, если амплитуда рассеяния квазичастиц с противоположными импульсами имеет соответствующий притяжению отрицат. знак хотя бы при одном значении относит. угл. момента l квазичастиц. Тогда с понижением темп-ры при нек-рой критич. темп-ре T_c происходит «спаривание» — образование молекулоподобных куперовских пар квазичастиц с противоположными импульсами. Эти пары являются бозонами и в нек-рых отношениях ведут себя как бозевский конденсат. Темп-ра перехода T_c экспоненциально зависит от амплитуды для соответствующего l. Ниже T_c ферми-жидкость становится сверхтекучей. Конкретные свойства сверхтекучей фазы зависят от значения момента, при к-ром происходит спаривание. Если спаривание происходит в состоянии с $l=0$, то жидкость остаётся изотропной. Волновая ф-ция электронных пар является в этом случае скаляром вида (18).

Спектр квазичастиц ниже точки перехода меняется и приобретает вид

$$\varepsilon(\boldsymbol{p})=\left[\Delta^2+v_F^2(p-p_F)^2\right]^{1/2}, \qquad (21)$$

Из (21) видно, что в спектре имеется «щель»: мин. энергия, необходимая для рождения квазичастицы, равна Δ (а пары частица-дырка 2Δ). Щель Δ зависит от темп-ры и обращается в нуль при $T=T_c$. При $T=0$ $\Delta=1,75T_c$. Благодаря наличию щели в спектре теплоёмкость, соответствующая фермиевской ветви возбуждений (21), при низких темп-рах экспоненциально мала. Система, однако, имеет и бозевскую ветвь возбуждений — обычный звук с законом дисперсии (14) — (15), так что теплоёмкость при низких темп-рах определяется законом (16).

Спектр (21) удовлетворяет условию сверхтекучести с конечным значением V_c. Само это условие не является необходимым для сверхтекучести ферми-жидкости, поскольку неогранич. рождение фермиевских квазичастиц запрещено принципом Паули. Однако его выполнение обеспечивает равенство $\rho_n=0$ при $T=0$.

Аналогичными свойствами, осложнёнными наличием электрич. заряда и анизотропией, обладают электроны в сверхпроводящей фазе металлов (см. *Сверхпроводимость*).

Реальный ^{3}He переходит в сверхтекучее состояние с темп-рой перехода при нулевом давлении $T_c\sim10^{-4}$ К. Спаривание происходит в состояние с $l=1$ и спином 1. Параметр порядка — волновая ф-ция пар — может быть в этом случае представлен в виде тензора второго ранга ψ_{ik}, первый индекс к-рого относится к орбитальным, а второй — к спиновым переменным. Сверхтекучий ^{3}He является, т. о., *жидким кристаллом*. Существуют две фазы сверхтекучего ^{3}He — A- и B-фазы, отличающиеся видом тензора ψ_{ik}. Низкотемпературная B-фаза более изотропна, её анизотропия связана лишь с относительно слабым взаимодействием спинов ядер атомов ^{3}He с их орбитальным движением. В пренебрежении этим взаимодействием тензор ψ_{ik} можно привести к виду

$$\psi_{ik}=\psi_0\delta_{ik},$$