случае термодинамич. подход неприменим. Т. о., критерий применимости Л. т. имеет вид

$$G_i = T_c a_4^2 / ac^3 \ll |\tau| \ll 1,$$

т. е. Л. т. применима лишь вдали от T_c. Здесь G_i — *Гинзбурга число*. Область применимости Л. т. существует лишь в том случае, если G_i является малым числом, что выполняется для чистых сверхпроводников и нек-рых сегнетоэлектриков.

В общем случае система имеет в неупорядоч. фазе группу симметрии $\mathcal{G}$. Параметр порядка φ можно разложить по неприводимым представлениям этой группы:

$$\varphi = \sum_{n,\, i} \eta_i^{(n)} \varphi_i^{(n)},$$

где n — номер неприводимого представления, φ_i^n — ф-ции базиса этого представления, $\eta_i^{(n)}$ — коэф. Термодинамич. потенциал F является инвариантом группы $\mathcal{G}$ и потому может быть представлен в виде ряда по инвариантам, составленным из $\eta_i^{(n)}$:

$$F = F_0 + \sum_n A_2^{(n)} I_2^{(n)} + \sum_n A_3^{(n)} I_3^{(n)} + \sum_n A_4^{(n)} I_4^{(n)}.$$

Для каждого представления существует лишь один квадратичный инвариант $I_i^{(n)} = \sum_i (\eta_i^{(n)})^2$. Существование и вид инвариантов более высокого порядка зависит от группы и представления. Если все коэф. $A_2^{(n)}$ положительны, то значения $\eta_i^{(n)} = 0$ дают единств. минимум F при малых $\eta_i^{(n)}$. ФП может произойти при изменении знака одного из коэф. $A_2^{(n)}$. Тогда ниже точки перехода возникает упорядочение, соответствующее неприводимому представлению с номером n. Для реализации ФП необходима устойчивость состояния с $\eta_i^{(n)}=0$ при $A_2^{(n)} = 0$. Поэтому необходимым условием ФП в Л. т. является отсутствие кубич. инвариантов $I_3^{(n)}$ у представления с номером n. Это условие не является необходимым для ФП, происходящих вне рамок применимости Л. т. В частности, в двумерной системе с группой Z_3 происходит ФП 2-го рода, несмотря на существование кубич. инварианта (см. *Двумерные решёточные модели*). Для существования ФП в однородную (не зависящую от координат) фазу необходимо также отсутствие квадратичных инвариантов типа $K_2 = \eta_i \partial \eta_k / \partial x_\alpha - \eta_k \partial \eta_i / \partial x_\alpha$ (инвариант Лифшица).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 14; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982. *М. В. Фейгельман.*

ЛАНДА́У ТЕО́РИЯ СВЕРХТЕКУ́ЧЕСТИ — предложена Л. Д. Ландау (1941) для объяснения сверхтекучих свойств *квантовой жидкости* Не II, т. е. жидкого гелия ^{4}Не при темп-рах ниже т. н. λ-перехода ($T_\lambda = 2{,}17$ К при давлении насыщенных паров гелия). *Сверхтекучесть* Не II (его способность без трения протекать сквозь узкие капилляры и щели) Ландау связал со свойствами спектра элементарных возбуждений Не II. При $T=0$ жидкий ^{4}Не находится в осн. состоянии. При темп-рах $T>0$ К, но близких к абс. нулю жидкость переходит в одно из возбуждённых состояний, к-рые можно представить как совокупность элементарных возбуждений (*квазичастиц*). Простейшими элементарными возбуждениями жидкости являются колебания её плотности — *фононы*. Закон дисперсии фононов, т. е. зависимость их энергии $\mathcal{E}$ от импульса p, имеет вид $\mathcal{E} = cp$, где c — скорость звука. Для объяснения температурного хода термодинамич. величин Не II Ландау постулировал, что кроме фононного участка спектр элементарных возбуждений Не II содержит ещё участок с законом дисперсии $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + (\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_0)^2 / 2m_{\text{рт}}$, и назвал соответствующие квазичастицы *ротонами* ($m_{\text{рт}}$ — эфф. масса ротона). Форма спектра, предложенная Ландау (см. *Гелий жидкий*, рис. 3), получила впоследствии подтверждение в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов на Не II.

Квантовая жидкость с рассмотренным Ландау спектром возбуждений при течении по трубе теряет импульс только за счёт возбуждений, возникающих при скоростях течения $v > v_c = \min [\mathcal{E}(p)/p]$. Т. о., квантовые жидкости, спектр к-рых удовлетворяет условию $\min [\mathcal{E}(p)/p] \neq 0$, обладают сверхтекучестью (критерий сверхтекучести Ландау). Спектр Не II удовлетворяет этому критерию при скоростях течения $v < v_c \approx \mathcal{E}_0 / p_0$. Однако значение наблюдаемой критич. скорости v_c примерно на два порядка ниже указанной величины, что связано с рождением в жидкости *квантованных вихрей*.

При $T \neq 0$ Не II состоит из двух компонентов — нормального и сверхтекучего [Л. Тиса (L. Tisza), 1938]. Согласно Ландау, нормальный компонент связанный с движением газа возбуждений, переносит теплоту; его плотность ρ_n зависит от темп-ры, изменяясь от нуля при $T=0$ до полной плотности жидкого гелия при $T = T_\lambda$. В интервале $0 < T < T_\lambda$ полная плотность ρ жидкости складывается из плотностей компонентов $\rho = \rho_n + \rho_s$. Каждый из компонентов течёт со своей скоростью, так что полная плотность потока жидкости $\boldsymbol{j}$ есть сумма плотностей потоков компонентов: $\boldsymbol{j} = \rho_n v_n + \rho_s v_s$. Нормальный компонент как любая обычная жидкость испытывает торможение при протекании через узкие капилляры. Течение сверхтекучего компонента при $v < v_c$ бездиссипативно и потенциально. В частности, он не переносит теплоты и не вращает лопасти турбины. Ур-ния двухскоростной гидродинамики Не II включают: ур-ние непрерывности

$$\partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0;$$

закон сохранения импульса

$$\partial j_i / \partial t + \partial \Pi_{ik} / \partial X_k = 0,$$

где $\Pi_{ik} = \rho_s v_{si} v_{sk} + \rho_n v_{ni} v_{nk} + P \delta_{ik}$, P — давление, δ_{ik} — *Кронекера символ*; ур-ние сохранения энтропии

$$\partial S / \partial t + \operatorname{div} S \boldsymbol{v}_n = 0;$$

ур-ние для сверхтекучей скорости

$$\partial \boldsymbol{v}_s / \partial t + \nabla (\mu + v_s^2 / 2) = 0,$$

где μ — *химический потенциал*, удовлетворяющий тождеству

$$\rho\, d\mu = -S\, dT + dP - (\boldsymbol{j} - \rho_s \boldsymbol{v}_s)\, d\, (\boldsymbol{v}_n - \boldsymbol{v}_s).$$

Из ур-ний гидродинамики следует возможность распространения в Не II двух типов звуковых волн (см. *Звук* в сверхтекучем гелии) — волн плотности (первый звук) и температурных волн (второй звук), а также волн 4-го звука, распространяющихся в узких капиллярах в условиях заторможенного нормального компонента. Двухскоростная гидродинамика объясняет *термомеханический эффект* — возникновение разности давлений при наличии разности темп-р в двух сообщающихся сосудах с Не II, разделённых пористой перегородкой, а также обратный *механокалорический эффект* — охлаждение жидкости при пропускании её через пористую перегородку.

Ур-ния двухжидкостной гидродинамики Ландау, полученные для Не II, послужили основой для построения гидродинамики др. сверхтекучих жидкостей (смесей ^{3}Не—^{4}Не, фаз ^{3}Не) и жидких кристаллов, обладающих дополнит. гидродинамич. степенями свободы. Ландау обосновал фонон-ротонный спектр Не II исходя из квантовой гидродинамики. Впоследствии Р. Фейнманом (R. Feynman, США, 1953) было показано, что в квантовой гидродинамике Ландау возможно существование множества низколежащих возбуждений с произвольно малым отношением $\mathcal{E}/p$, так что нарушается критерий сверхтекучести. Объяснение явления сверхтекучести требует привлечения квантовой статистики (Л. Тиса, 1938). Атомы ^{4}Не — бесспиновые частицы и поэтому