

существенно меньше 2λ вплоть до расстояний $|r - r'| \lesssim \xi \exp(T_c/T)$. На больших расстояниях правая часть ф-лы (3) расходится, свидетельствуя об отсутствии дальнего порядка, но сохраняется т. н. топологический дальний порядок, связанный с тем, что набег фазы на $2\pi N$ по замкнутому контуру сохраняется несмотря на флуктуации. В результате хорошо определены квантованные вихри, а в замкнутой кольцевой плёнке возможны разл. классы незатухающих течений с разными квантами циркуляции N (В. Березинский, 1971).

В отличие от трёхмерного случая, С. в плёнке возникает скачком, причём величина скачка $\Delta\rho_s$ связана с темп-рой перехода универсальным соотношением:

$$\Delta\rho_s = (2m^2/\lambda\hbar^2)T_c \quad (4)$$

[Дж. Костерлиц, Д. Таулес (J. Kosterlitz, D. Thouless), 1973]. Исчезновение С. связано с образованием при $T = T_c$ квантованных вихрей противоположного знака с $N = \pm 1$, к-рые разрушают топологический дальний порядок. Соотношение (4) для плёнки ^4He проверено экспериментально [Д. Бишоп, Дж. Реппи (D. Bishop, J. Reppy), 1978].

В жидком ^3He , состоящем из атомов со спином $1/2$, переход в сверхтекучее состояние происходит так же, как и переход в сверхпроводящее состояние в металлах, посредством *Купера эффекта* — объединения квазичастиц с противоположными импульсами p и $-p$ вблизи *ферми-поверхности* в пары. Т. о., сверхтекучее состояние ферми-жидкостей характеризуется появлением отличного от нуля среднего по статистич. ансамблю от произведения двух операторов уничтожения:

$$F_{p,\alpha\beta} = \left\langle \begin{matrix} a^- & a^- \\ p_\alpha & -p_\beta \end{matrix} \right\rangle. \quad (5)$$

Здесь индексы α, β нумеруют проекции спина частиц. Образование такого аномального среднего означает нарушение калибровочной инвариантности: при калибровочном преобразовании оператор $a^-_{p\alpha}$ переходит в

$a^-_{p\alpha} \exp i\chi$, что не меняет энергию системы, но изменяет ф-цию F , характеризующую состояние системы, $F \rightarrow F \exp 2i\chi$. Как и в сверхтекучем ^4He нарушение калибровочной симметрии приводит к С., т. е. к существованию бездиссипативного переноса массы в сверхтекучем ^3He или электрич. заряда в сверхпроводниках. Физ. свойства конкретных сверхтекучих жидкостей (сверхпроводников) определяются симметрией ф-ции $F_{p,\alpha\beta}$, т. е. совокупностью преобразований, сохраняющих её значение. Системы, характеризующиеся одинаковой симметрией ф-ции $F_{p,\alpha\beta}$, обладают одинаковыми сверхтекучими (сверхпроводящими) свойствами, в соответствии с чем все сверхпроводящие и сверхтекучие системы разбиваются на классы систем с одинаковой симметрией. Так, обычный сверхпроводник с s -спариванием квазичастиц обладает изотропной по импульсам и спидам ф-цией F и тем самым относится к тому же классу С., что и сверхтекучий ^4He с изотропным и бесспиновым параметром порядка ψ , и поэтому имеет с ним много сходного, несмотря на др. механизм образования когерентного состояния.

В отличие от обычных сверхпроводников, куперовские пары в ^3He обладают спином $S = 1$ и орбитальным моментом $L = 1$, т. е. ф-ция F у ^3He не является изотропной. В результате все три известные сверхтекучие фазы ^3He ($^3\text{He-B}$, $^3\text{He-A}$, $^3\text{He-A}_1$) относятся к разл. классам С., причём ни один из этих классов не совпадает с классом С. обычного сверхпроводника и ^4He . В то время как $^3\text{He-B}$ по своим сверхтекучим свойствам очень похож на сверхтекучий ^4He , отличаясь от него другими (магнитными и жидкокристаллическими) свойствами, фаза А резко выделена своими сверхтекучими свойствами. Ф-ция F А-фазы:

$$F_{p,\alpha\beta} \sim (p, \Delta_1 + i\Delta_2) i(d, \hat{d}\hat{\sigma}_y)_{\alpha\beta}, \quad (6)$$

где $\hat{\sigma} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ — матрицы Паули; d — единичный вектор, задающий направление спонтанной магн. анизотропии в А-фазе; единичные векторы Δ_1 и Δ_2 ортогональны друг другу, причём их векторное произведение l определяет направление спонтанного орбитального момента куперовской пары и жидкокристаллич. ось анизотропии А-фазы. Для сверхтекучих свойств здесь существенно, что одновременно с нарушением калибровочной симметрии [группы $U(1)$] нарушена симметрия относительно пространственных вращений (группа SO_3), т. е. состояние А-фазы характеризуется тройкой векторов Δ_1, Δ_2, l , к-рые преобразуются при вращении координатного пространства (см. *Гелий жидкий*). При этом сохраняется комбинированная симметрия $U_{\text{комб}}(1)$, соответствующая неизменности F при калибровочных преобразованиях, выполняемых одновременно с поворотами на угол 2χ вокруг вектора l . Это приводит к след. сверхтекучим свойствам, зависящим от жидкокристаллич. анизотропии А-фазы.

1. Плотность сверхтекучей компоненты является одноосным тензором, т. е. сверхтекучий ток j_s , вообще говоря, не параллелен v_s :

$$j_s^i = \rho_s^i v_s^k - \rho_0 \delta^{ik} - \rho_0 l^i l^k. \quad (7)$$

Здесь δ^{ik} — *Кронекера символ*, по повторяющимся индексам осуществляется суммирование, $\rho_0 \rightarrow \rho_s/2$ при $T \rightarrow T_c$ и $\rho_0 \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$.

2. Если вектор l меняется в пространстве, то скорость сверхтекучего течения $v_s = (\hbar/2m)\Delta_1 i \nabla \Delta_2 i$ не является потенциальной: циркуляция $\oint v_s dr$ по замкнутому контуру зависит от пути интегрирования и может принимать любые, а не только квантованные значения, т. е. потенциальность течения — отнюдь не обязательный атрибут сверхтекучего движения.

3. В кольцевых каналах достаточно большого радиуса существуют только два класса течений, в то время как при включении достаточно сильного магн. поля, а также в узких каналах классы течений характеризуются произвольным целочисленным индексом N , как в ^4He , а в ряде случаев даже двумя целочисленными индексами N_1 и N_2 . Такое разнообразие свойств является следствием особенностей топологич. структуры пространства вырожденных состояний в А-фазе.

4. Отличие этого пространства состояний от окружающей, имеющей место в сверхтекучем ^4He , приводит также к др. свойствам квантованных вихрей по сравнению с ^4He . Так, вихрь с одним квантом циркуляции (квант циркуляции в сверхтекучем ^3He равен $\hbar/2m$) имеет сингулярный кор, внутри к-рого сверхтекучее состояние отличается от А-фазы, а вихрь с двумя квантами циркуляции вообще не имеет сингулярного кора и поэтому часто бывает энергетически более выгодным, чем два одноквантовых вихря. При вращении сосуда в присутствии магн. поля возникают вихревые решётки, состоящие как из сингулярных, так и несингулярных вихрей. При уменьшении поля решётка несингулярных вихрей становится энергетически более выгодной, образуя непрерывную периодич. структуру вектора l с твердотельным (в ср.) распределением скорости сверхтекучего движения $\langle v_s \rangle = \langle \omega r \rangle$. Существенно, что С. не нарушена ни в одном из вихрей: внутри сингулярного кора одноквантового вихря вместо нормальной жидкости формируется ещё одна сверхтекучая фаза — т. н. полярная фаза. Даже в $^3\text{He-B}$, где все вихри, как и в ^4He , сингулярны, кор вихря тем не менее является сверхтекучим: помимо А-фазы в коре имеется сверхтекучая магн. жидкость, в результате вихрь обладает спонтанным магн. моментом.

5. Щель в спектре квазичастиц в А-фазе обращается в нуль в двух точках $p = \pm p_F l$ на ферми-поверхности, поэтому критич. скорость Ландау для рождения возбуждений равна нулю. Это приводит к уменьшению ρ_s за счёт рождения квазичастиц при движении сверх-