

Сверхнизкие температуры и сверхтекучесть ^3He

В.В.Дмитриев,

Институт физических проблем им.П.Л.Капицы РАН

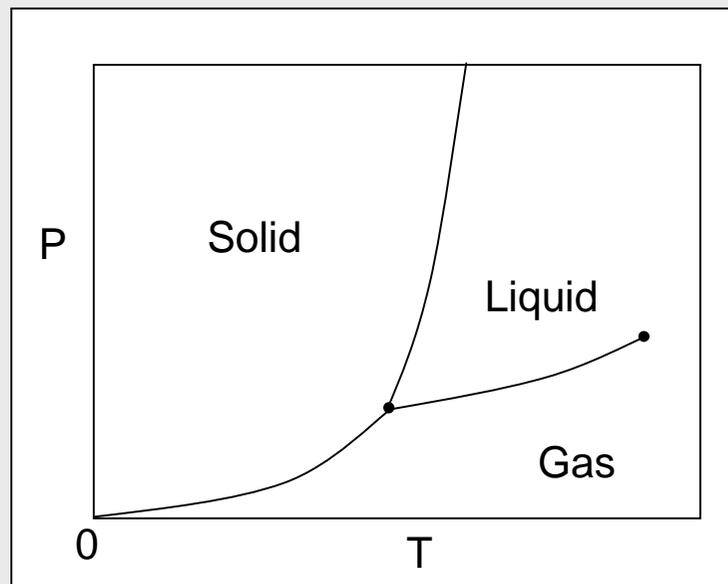


Краткий план:

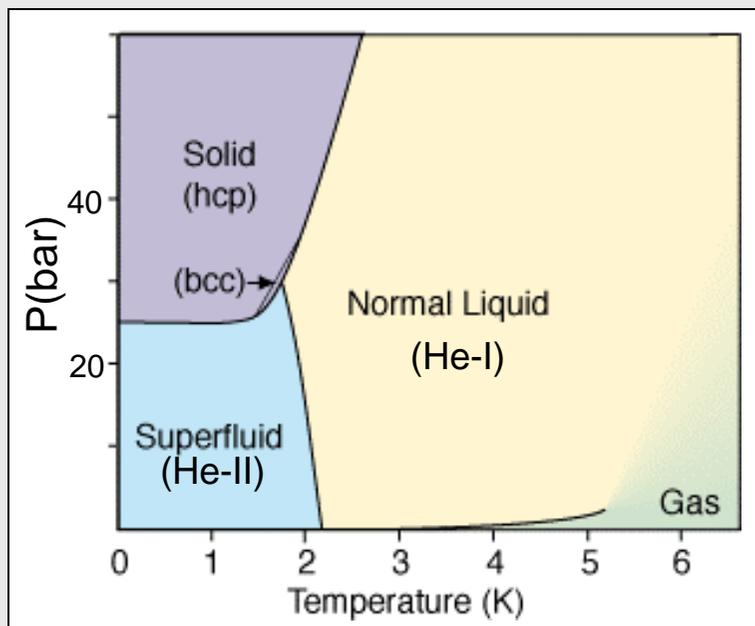
1. Получение сверхнизких температур
2. Параметр порядка сверхтекучего ^3He
3. Некоторые эксперименты со сверхтекучим ^3He

Фазовая диаграмма:

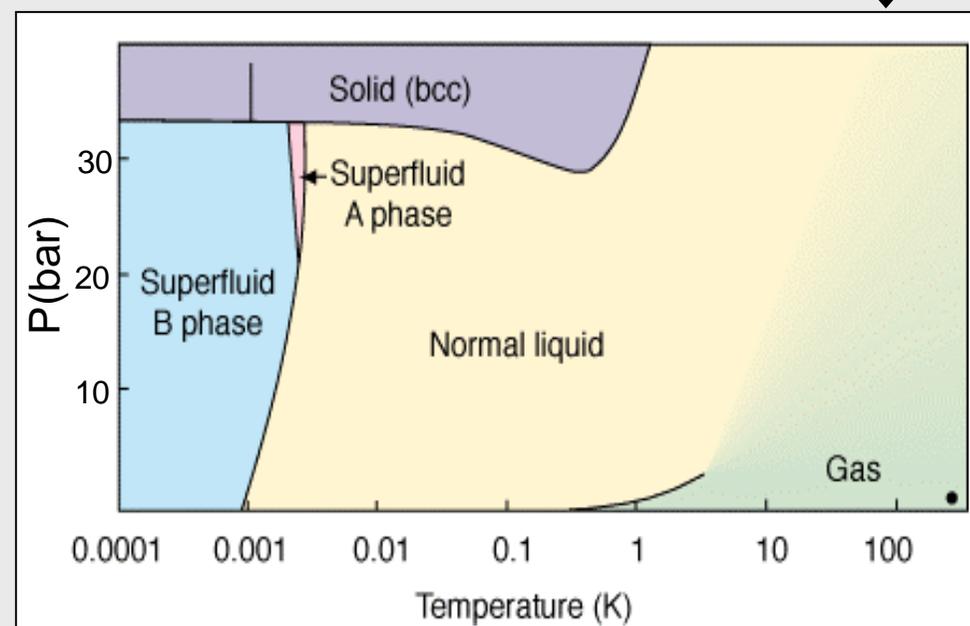
Обычное вещество



^4He



^3He



Растворы ^3He - ^4He при умеренных давлениях также остаются жидкими вплоть до $T=0$.

^4He содержится в природном газе (в некоторых месторождениях до ~4%).
Стоимость ~\$10 за 1 м³ (н.у.)

Источник ^3He – распад трития. За последние 10 – 15 лет его стоимость выросла от ~\$100 до ~\$2000 за 1 литр газа (н.у.)

Мировое производство ^3He за год можно оценить как ~20 м³ газа (н.у.)

Основные методы получения низких и сверхнизких температур

T, K

1000

100

10

1

0.1

0.01

0.001

0.0001

комнатная температура

жидкий азот

^4He

^3He

размагничивание
парамагнитных
солей

рефрижераторы
растворения

метод
Померанчука

размагничивание
ядер

Рекордные температуры:

Спиновая температура ядер ~0.5 нК (Хельсинки)

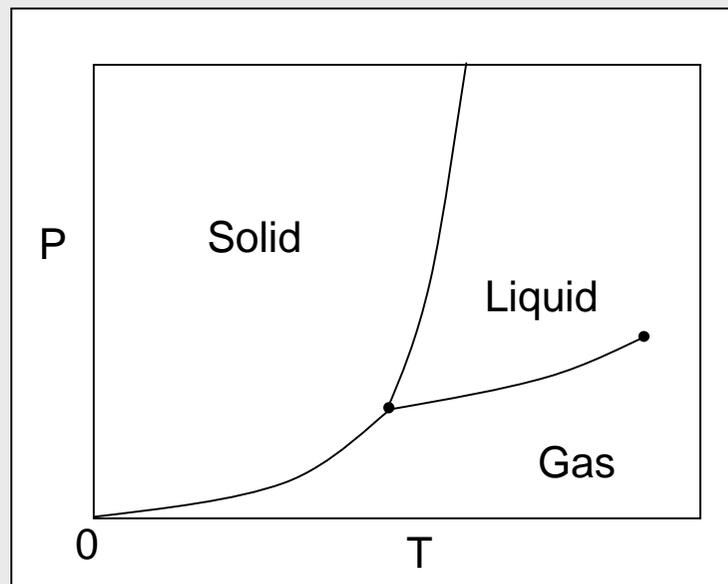
Температура электронов ~5 мкК (Байройт, Ланкастер)

Температура решетки ~7 мкК (Байройт, Ланкастер)

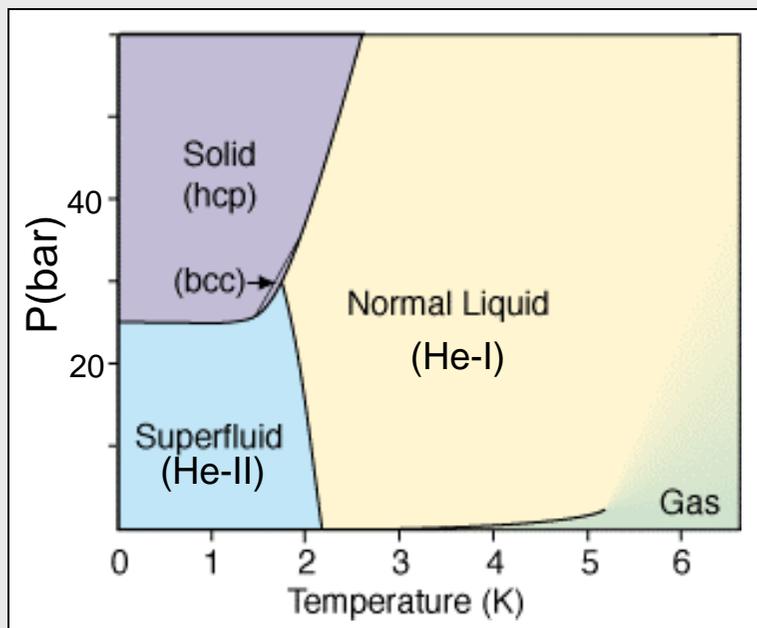
Температура ^3He ~80 мкК (Ланкастер)

Фазовая диаграмма:

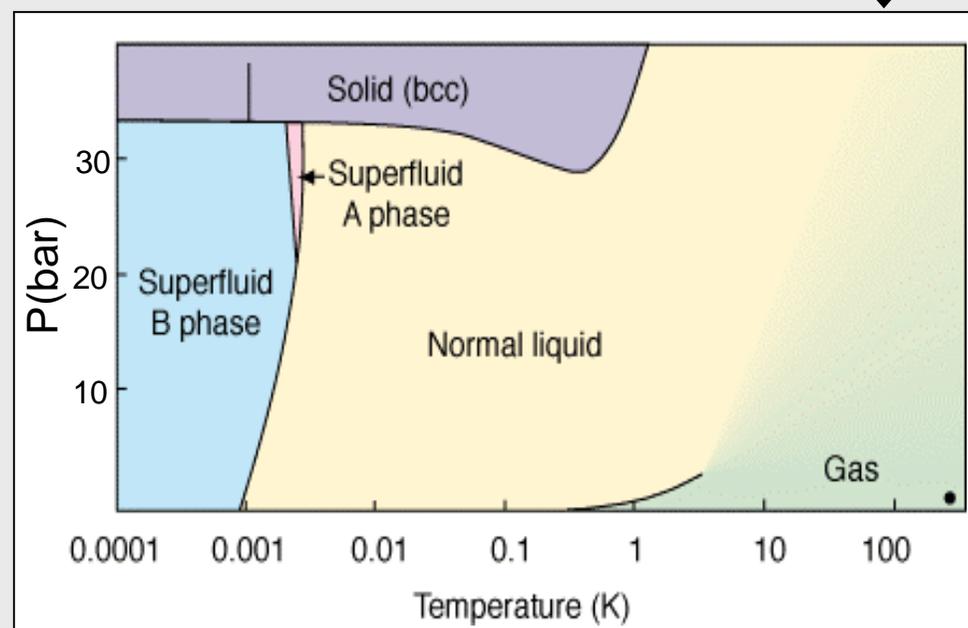
Обычное вещество



^4He

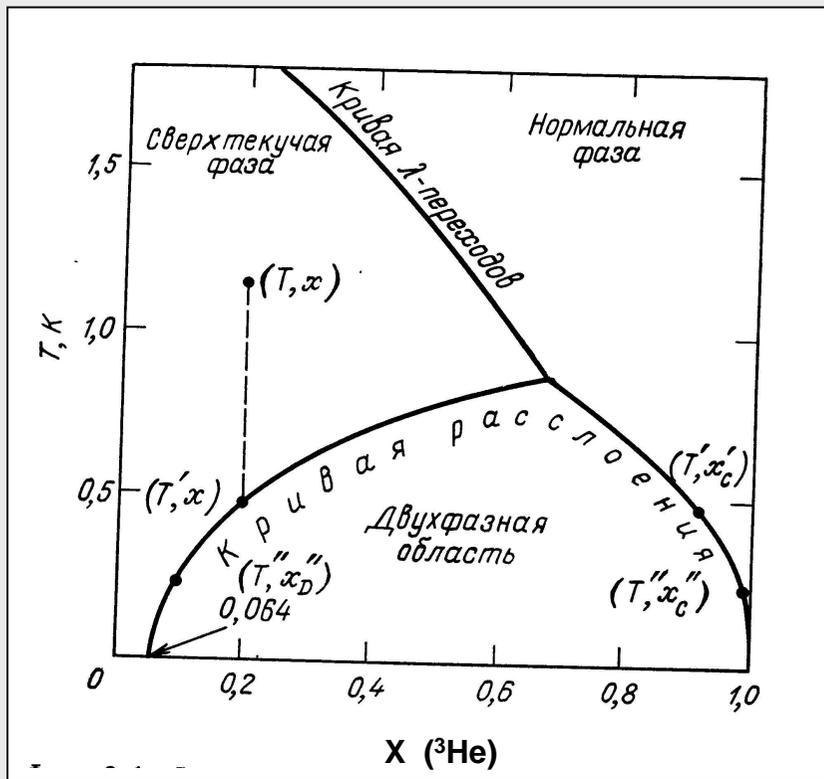


^3He

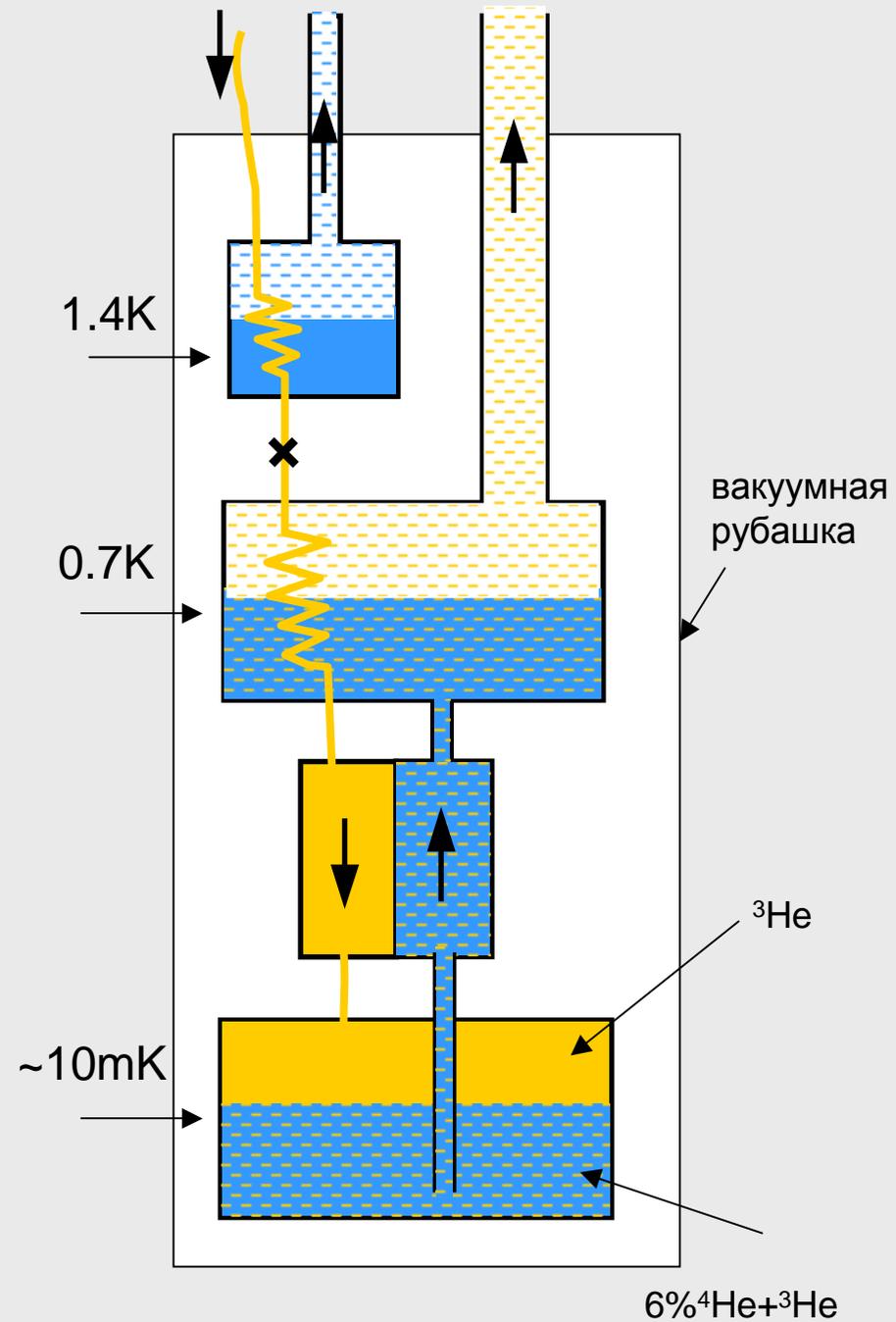


Растворы ^3He - ^4He при умеренных давлениях также остаются жидкими вплоть до $T=0$.

Рефрижератор растворения ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$



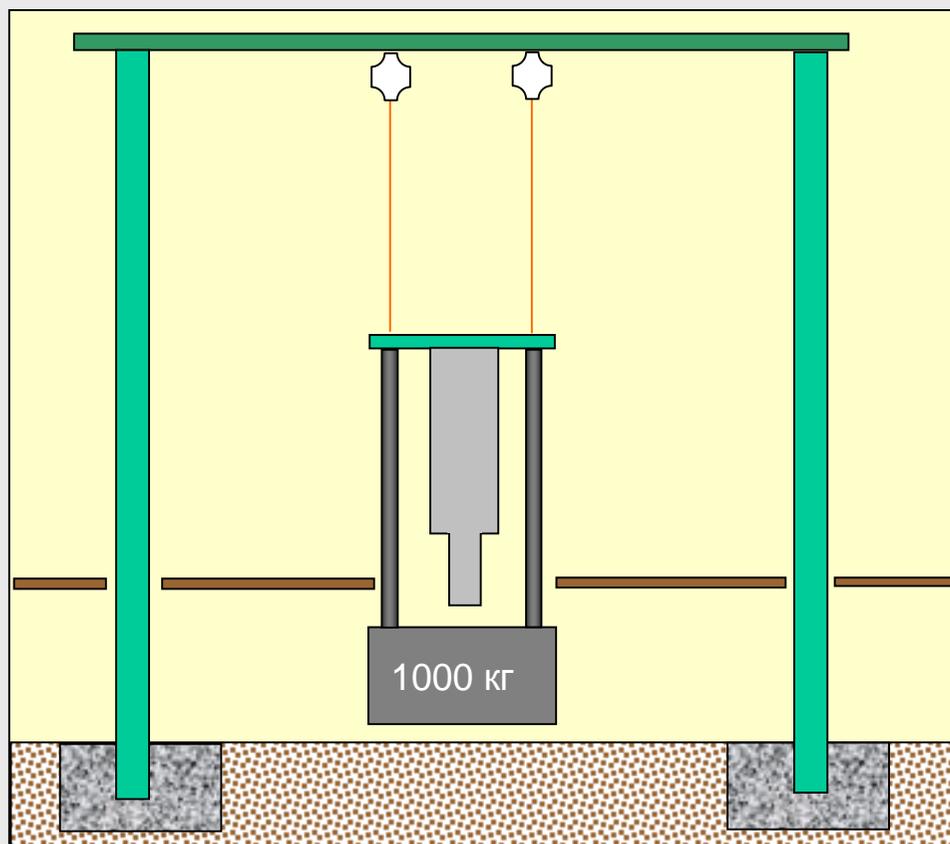
Фазовая диаграмма смеси ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$

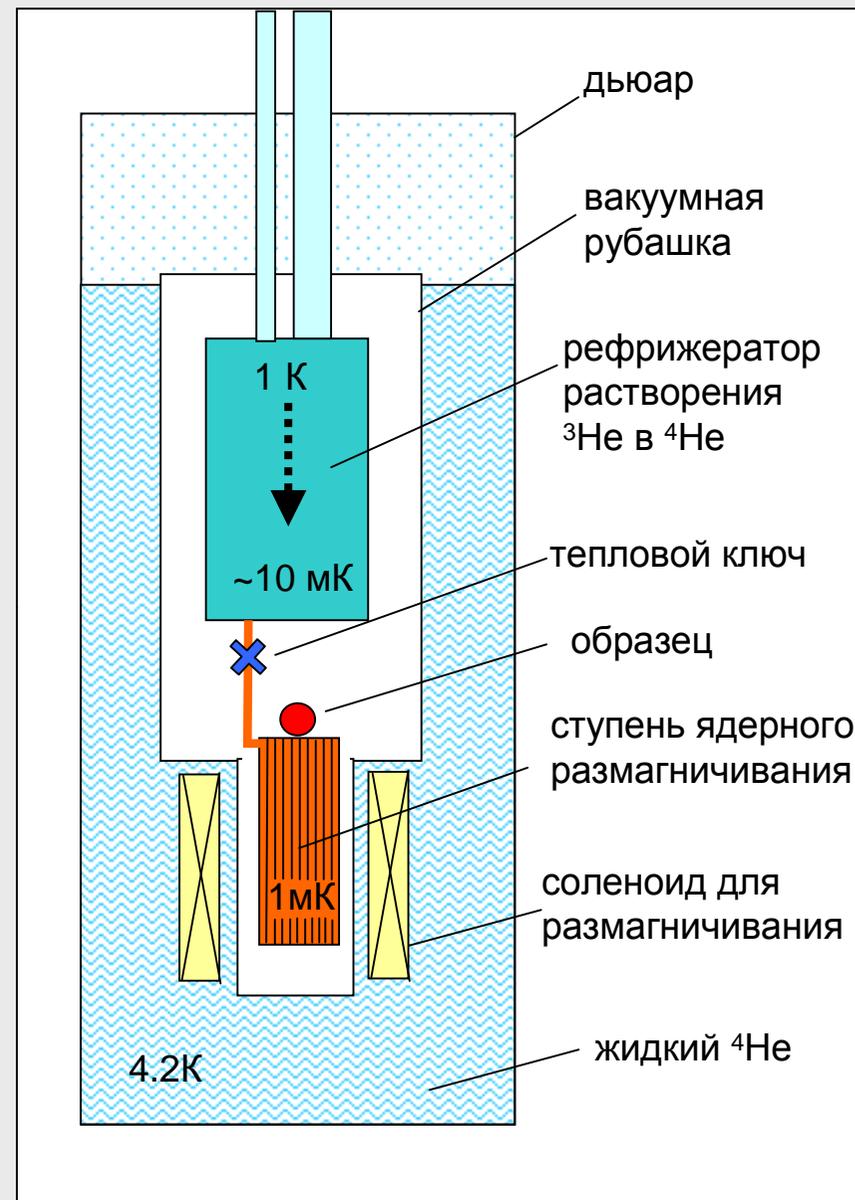


Для исследований сверхтекучего ^3He необходимо достигать температур ~ 1 мК. В настоящее время для достижения таких температур используют адиабатическое размагничивание ядер (обычно ядер меди) предохлажденных в сильном магнитном поле (~ 80 кЭ) с помощью рефрижератора растворения ^3He в ^4He до $T \sim 10$ мК. В мире таких установок ~ 20 .

Дополнительная сложность охлаждения ^3He – высокое тепловое сопротивление границы между жидким гелием и твердым телом (скачок Капицы). Это сопротивление растет пропорционально $1/T^3$ и становится определяющим при температурах ниже ~ 100 мК. Поэтому, чтобы обеспечить тепловой контакт между ^3He и ступенью размагничивания, используют теплообменник из спеченого серебряного порошка обладающий большой площадью поверхности.

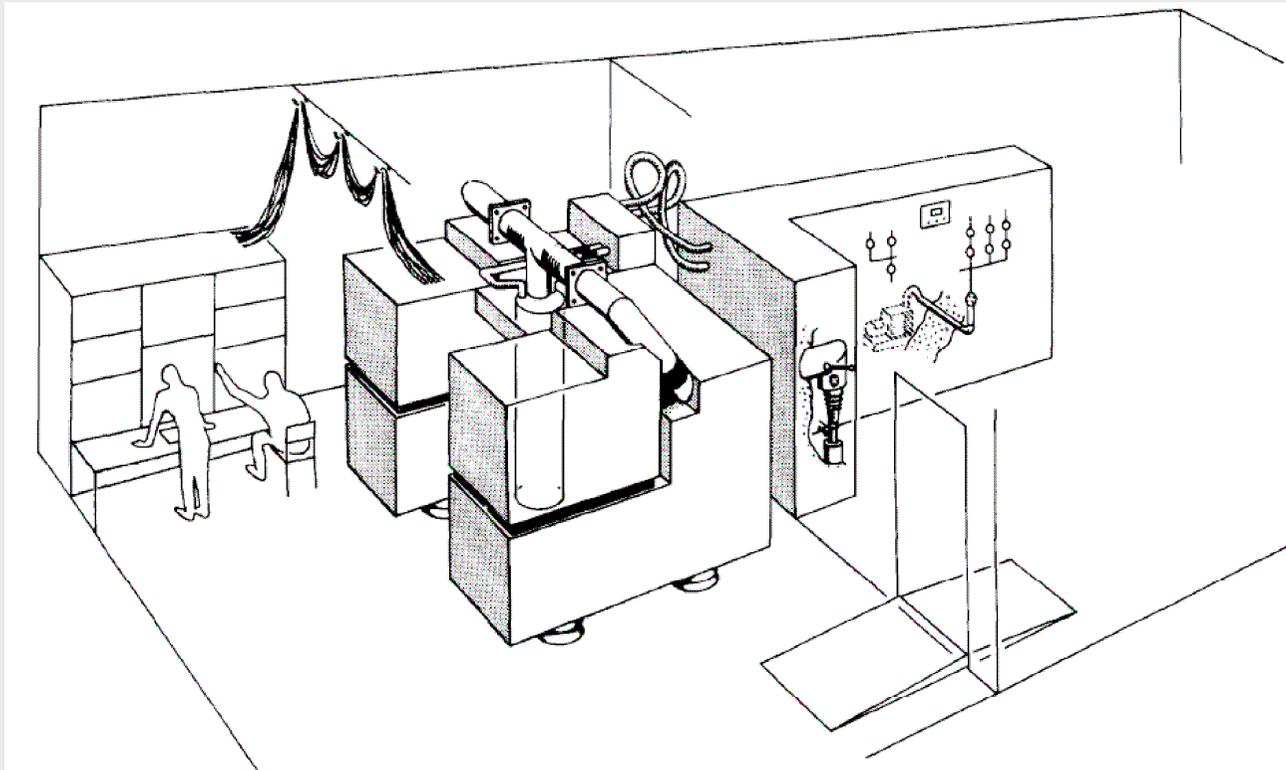
Криостат ядерного размагничивания ИФП РАН.





предохлаждение (2 дня) → размагничивание (1 день) → эксперименты (4-7 дней).
 Минимальная полученная температура образца ^3He : 120 мК.

Криостат ядерного размагничивания (Lancaster university, UK)



Для того, чтобы получить минимальную температуру ^3He важно не только иметь низкую температуру ступени ядерного размагничивания, но и иметь минимально возможный теплоприток к ячейке с ^3He и минимальное тепловое сопротивление между ^3He и ступенью.

На криостате Университета Ланкастера площадь теплообменника ячейки ^3He $\sim 500 \text{ м}^2$, а теплоприток к ячейке удалось снизить до нескольких пиковатт.

Вращающийся криостат ядерного размагничивания (Aalto university, Helsinki)



Видеофайл доступен для просмотра на сайте <http://kapitza.ras.ru/people/glazkov/mipt3.html>

При $T=T_\lambda = 2.17$ К и давлении насыщенных паров жидкий ^4He испытывает фазовый переход 2-го рода. Выше T_λ жидкий ^4He называют He I, ниже – He II. В 1937 г. П.Л.Капица открыл *сверхтекучесть* He II – его способность протекать без трения через узкие щели. He II ведёт себя как жидкость, состоящая из двух компонент (Л.Д.Ландау, 1941 г.) – нормальной и сверхтекучей. Плотности компонент в сумме равны плотности жидкости, а их отношение меняется с температурой. Сверхтекучая компонента не обладает энтропией и не испытывает трения о стенки сосуда. Нормальную компоненту составляют элементарные возбуждения (фононы и ротоны), и она ведёт себя как обычная вязкая жидкость. В экспериментах по течению He II через узкие щели нормальная компонента не движется, а сверхтекучая – протекает без трения. Существование двух компонент и двух видов движения в He II связано с явлением бозе-конденсации, в результате которой возникает фракция жидкости (бозе-конденсат), которая описывается единой волновой функцией.

$$\rho = \rho_s + \rho_n$$

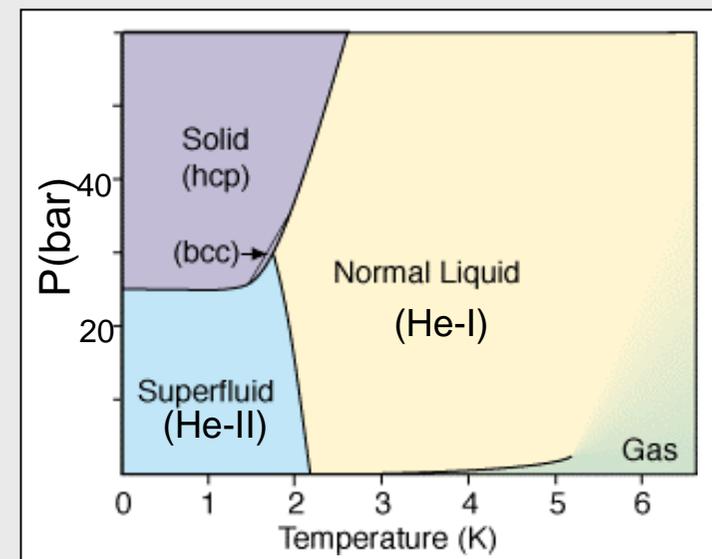
Параметр порядка:

$$\psi = |\psi| e^{i\varphi}$$

$$\rho_s = |\psi|^2$$

Сверхтекучий ток:

$$j_s = \rho_s v_s = \rho_s \frac{\hbar}{m} \nabla \varphi$$



Сверхтекучесть в ферми-системах может возникнуть в результате куперовского спаривания.

В обычных сверхпроводниках происходит спаривание электронов в состояние противоположными волновыми векторами (импульсами) (\mathbf{k} , $-\mathbf{k}$) и противоположными проекциями спина. Полный спин и орбитальный момент пары равны 0, т.е. пара ведет себя как бозон. В результате бозе-конденсации возникает единая волновая функция пар, аналогичная случаю сверхтекучего ^4He . Т.е. сверхпроводимость можно рассматривать как сверхтекучесть спаренных электронов.

$$\psi = |\psi| e^{i\varphi}$$

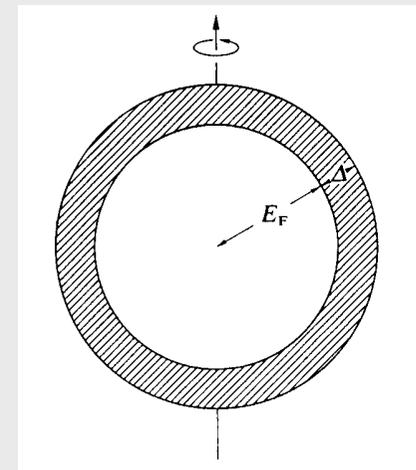
Плотность сверхпроводящего тока:

$$j_s = n_s \frac{e\hbar}{2m} \nabla \varphi$$

Свободная энергия Гинзбурга-Ландау: $F_0 = a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4$

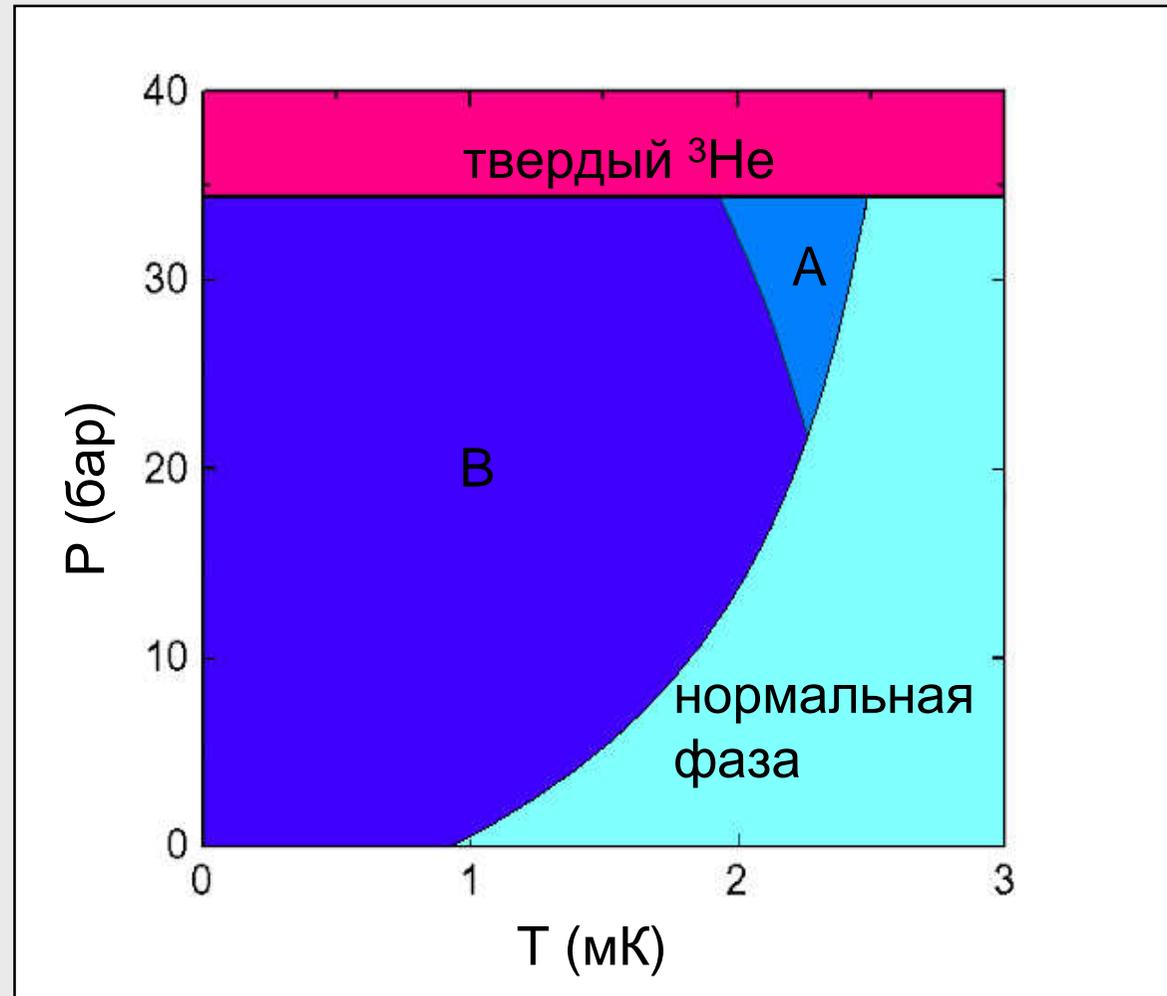
Корреляционная длина:

$$\xi = \xi_0 / \sqrt{1 - T/T_c}, \quad \xi_0 \sim \hbar v_F / \Delta$$



Энергетическая щель

Фазовая диаграмма ^3He :



Обнаружение сверхтекучести ^3He :

D.D.Osheroff, R.C.Richardson, D.M.Lee (1972)

Сверхтекучий ^3He : Куперовское спаривание в состояние со спином пары $\mathbf{S}=1$ орбитальным моментом $\mathbf{L}=1$

Волновая функция пары (разложение по собственным функциям оператора проекции спина):

$$\Psi(\hat{\mathbf{k}}) = \psi_{1,1}(\hat{\mathbf{k}}) |\uparrow\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{1,0}(\hat{\mathbf{k}}) |\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle + \psi_{1,-1}(\hat{\mathbf{k}}) |\downarrow\downarrow\rangle$$

Комплексный вектор $\mathbf{d}(\mathbf{k})$:

$$\Psi(\hat{\mathbf{k}}) = \begin{vmatrix} \psi_{1,1} & \psi_{1,0} \\ \psi_{1,0} & \psi_{1,-1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -d_x + id_y & d_z \\ d_z & d_x + id_y \end{vmatrix}$$

Параметр порядка:

$$d_\mu(\hat{k}) = A_{\mu j} \hat{k}_j$$

Свободная энергия Гинзбурга-Ландау:

$$F_c = -\alpha \text{Sp}(AA^+) + \beta_1 |\text{Sp}(A\tilde{A})|^2 + \beta_2 [\text{Sp}(AA^+)]^2 + \beta_3 \text{Sp}[(A^+A)(A^+A)^*] + \beta_4 \text{Sp}[(AA^+)^2] + \beta_5 \text{Sp}[(AA^+)(AA^+)^*].$$

В принципе возможно существование множества (до 18) разных сверхтекучих фаз!

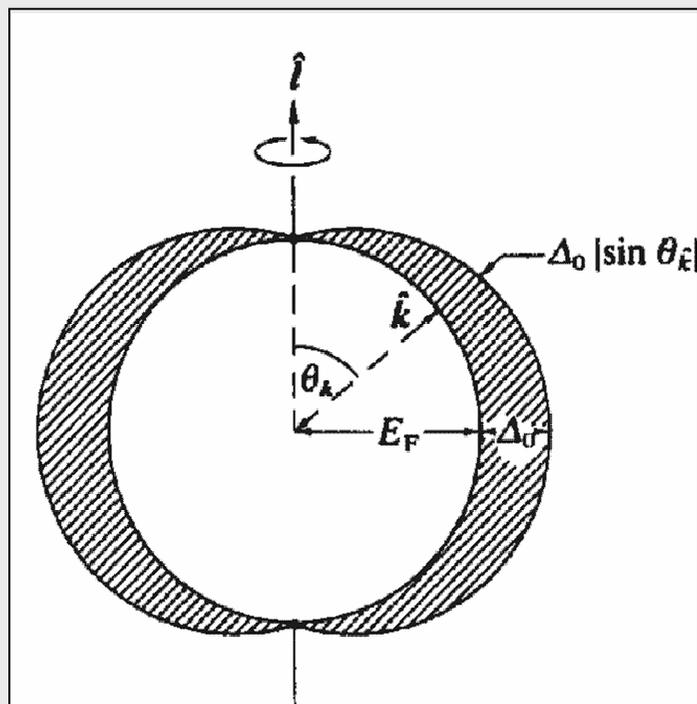
А фаза

Параметр порядка Андерсона-Бринкмана-Мореля (ABM) :

$$A_{\mu j} = \Delta_0 e^{i\phi} \hat{d}_\mu (\hat{m}_j + i\hat{n}_j)$$

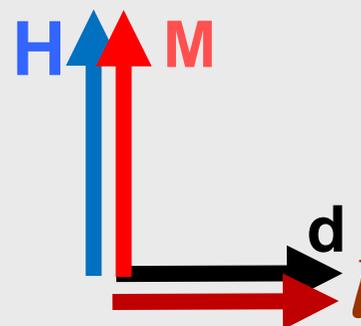
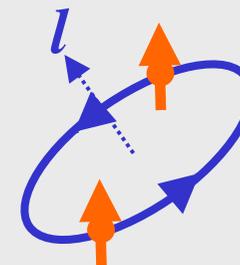
$$\hat{l} = \hat{m} \times \hat{n}$$

Энергетическая щель:



Дипольная энергия:

$$U_D = -\frac{1}{2} \frac{\chi}{\gamma^2} \Omega_A^2 (\hat{d} \cdot \hat{l})^2$$

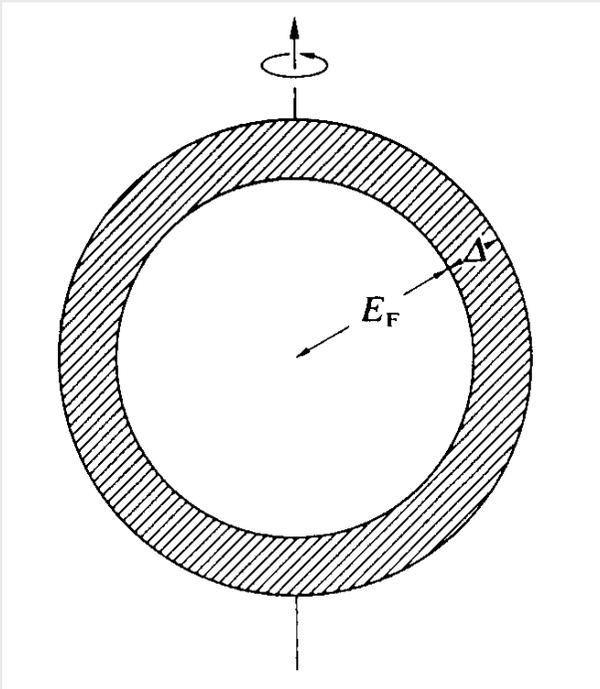


В фаза

Параметр порядка Бальяна-Вертхамера (BW) :

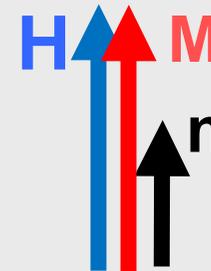
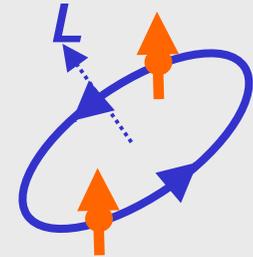
$$A_{\mu j} = \Delta e^{i\varphi} \mathbf{R}(\hat{n}, \theta)_{\mu j}$$

Энергетическая щель:



Дипольная энергия:

$$U_D = \frac{8}{15} \Omega_B^2 \cdot \left(\cos \theta + \frac{1}{4} \right)^2$$



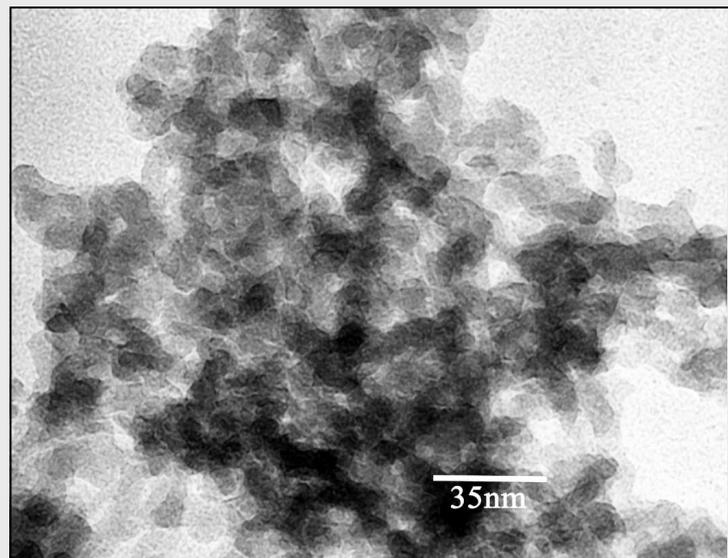
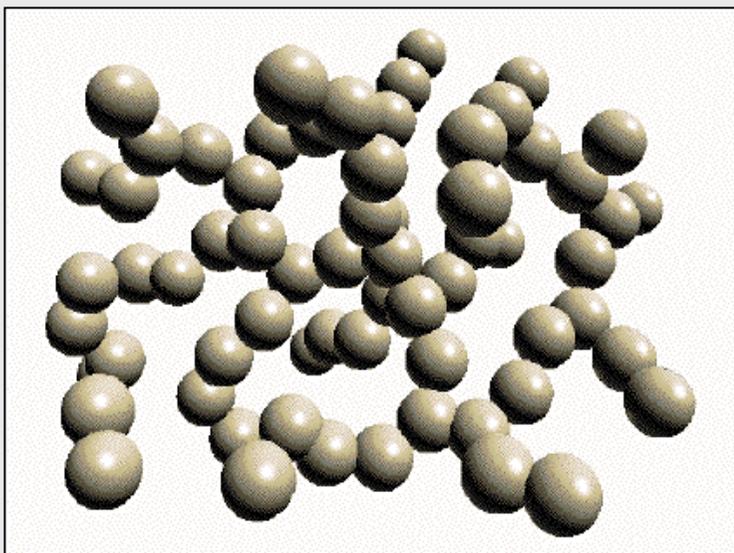
Некоторые направления исследования сверхтекучего ^3He :

1. Коллективные моды
2. Текстуры, топологические дефекты
3. квантовые вихри
4. ^3He при ультранизких температурах ($\sim 0.2 T_c$ и ниже)
5. ЯМР
6. Спиновая сверхтекучесть
7. Исследования влияния примесей на сверхтекучесть ^3He (^3He в аэрогеле)

³He в аэрогеле

³He при сверхнизких температурах свободен от примесей. Только ⁴He может в нем растворяться, но его растворимость с температурой падает экспоненциально (10^{-4} при 100 мК, 10^{-27} при 10 мК, 10^{-250} при 1 мК).

Интересно исследовать как примеси могут влиять на сверхтекучесть ³He. Это стало возможным с появлением высокопористых аэрогелей. Обычно в экспериментах используют 98% аэрогель из оксида кремния. Диаметр его нитей ~3-5 нм, что меньше длины когерентности (20-80 нм). Расстояние между нитями ~30-50 нм.

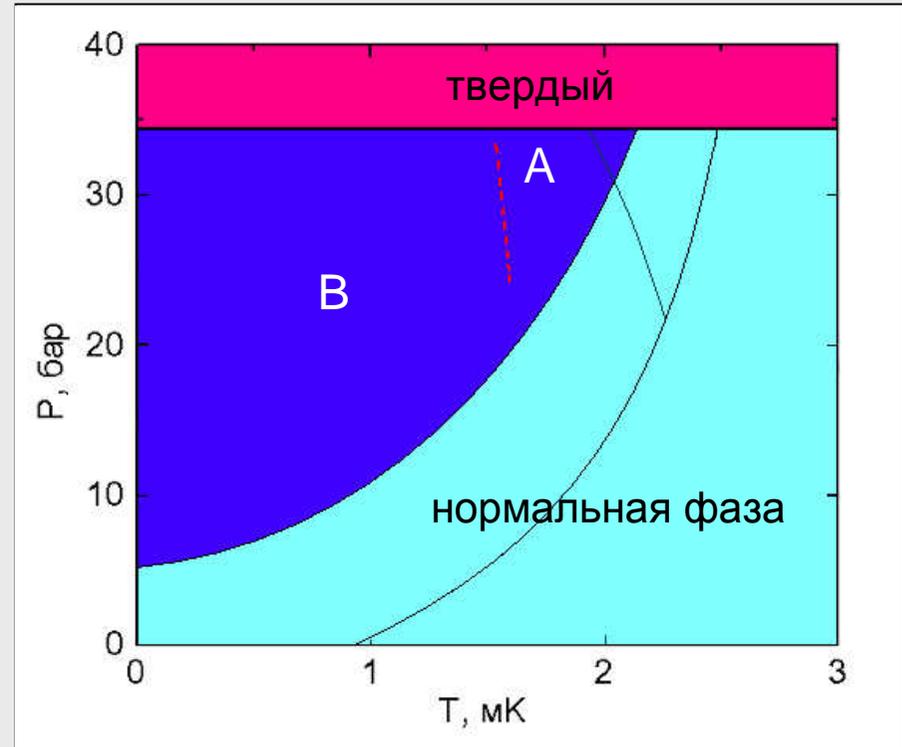


^3He в аэрогеле из оксида кремния

Обнаружение сверхтекучести:

J.V.Porto and J.M.Parpia, Phys.Rev.Lett. (1995);

*D.T.Sprague, T.M.Haard, J.B.Kucia, M.R.Rand, Y.Lee,
P.J.Hamot, W.P.Halperin, Phys.Rev.Lett. (1995)*

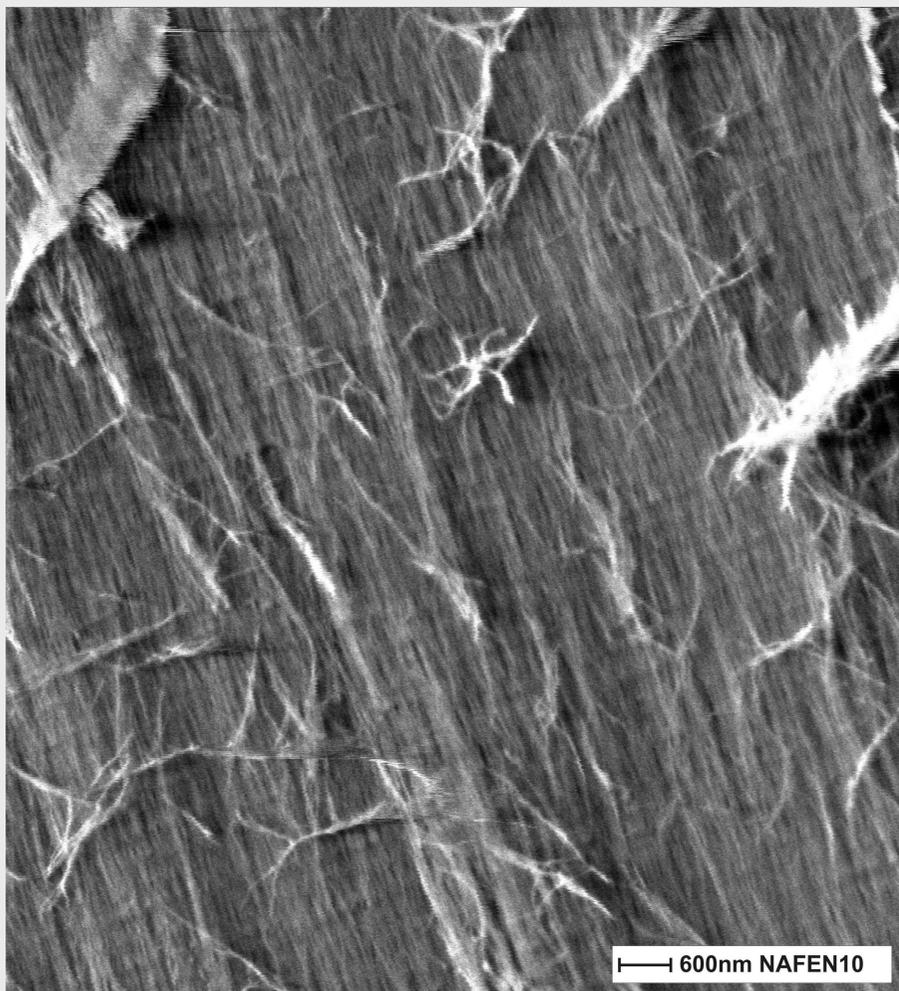


A и B фазы ^3He в аэрогеле аналогичны A и B фазам объемного ^3He .

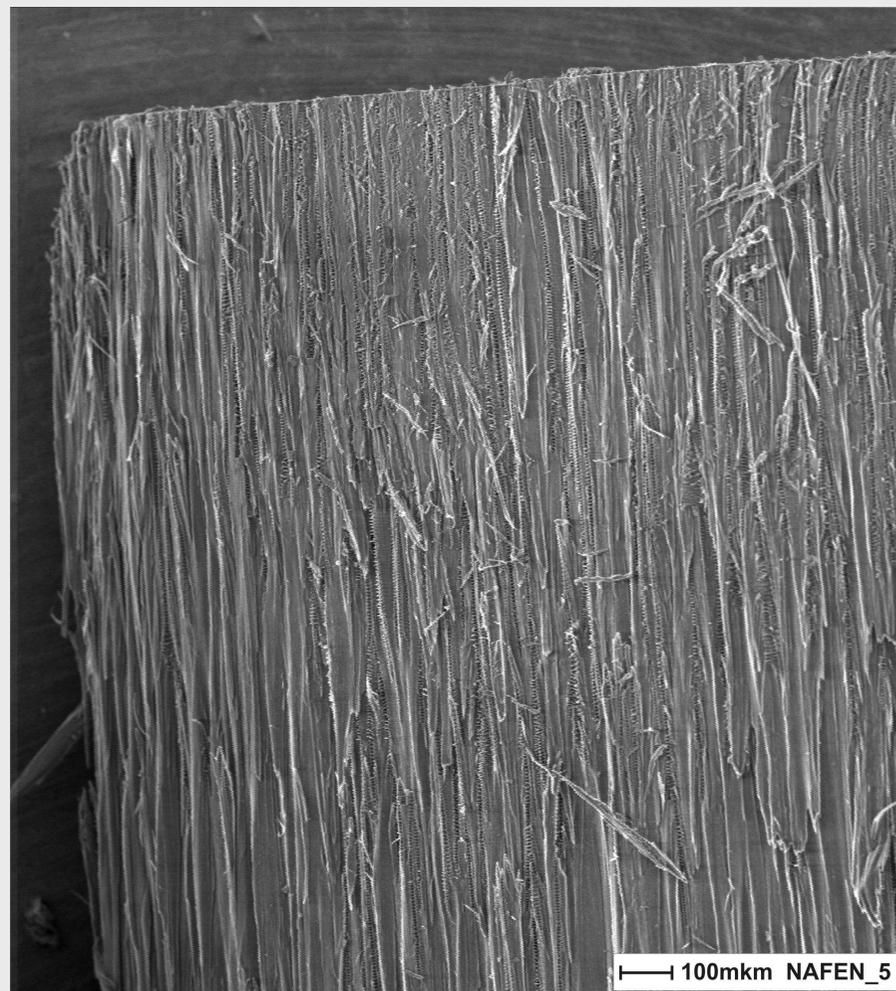
Нафен

Диаметр нитей ~ 9 нм, нити состоят из Al_2O_3

Характерное расстояние между нитями 50-70 нм



90 мг/см³



243 мг/см³

Сверхтекучий ^3He : Куперовское спаривание в состоянии со спином пары $\mathbf{S}=1$ орбитальным моментом $\mathbf{L}=1$

Волновая функция пары (разложение по собственным функциям оператора проекции спина):

$$\Psi(\hat{\mathbf{k}}) = \psi_{1,1}(\hat{\mathbf{k}}) |\uparrow\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{1,0}(\hat{\mathbf{k}}) |\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle + \psi_{1,-1}(\hat{\mathbf{k}}) |\downarrow\downarrow\rangle$$

Комплексный вектор $\mathbf{d}(\mathbf{k})$:

$$\Psi(\hat{\mathbf{k}}) = \begin{vmatrix} \psi_{1,1} & \psi_{1,0} \\ \psi_{1,0} & \psi_{1,-1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -d_x + id_y & d_z \\ d_z & d_x + id_y \end{vmatrix}$$

Параметр порядка:

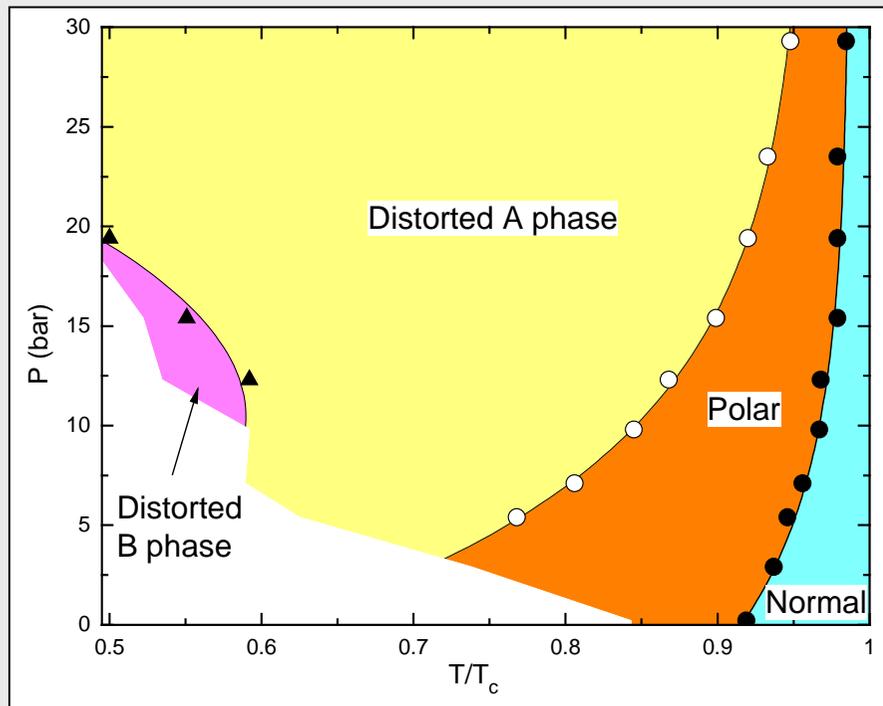
$$d_\mu(\hat{k}) = A_{\mu j} \hat{k}_j$$

Свободная энергия Гинзбурга-Ландау:

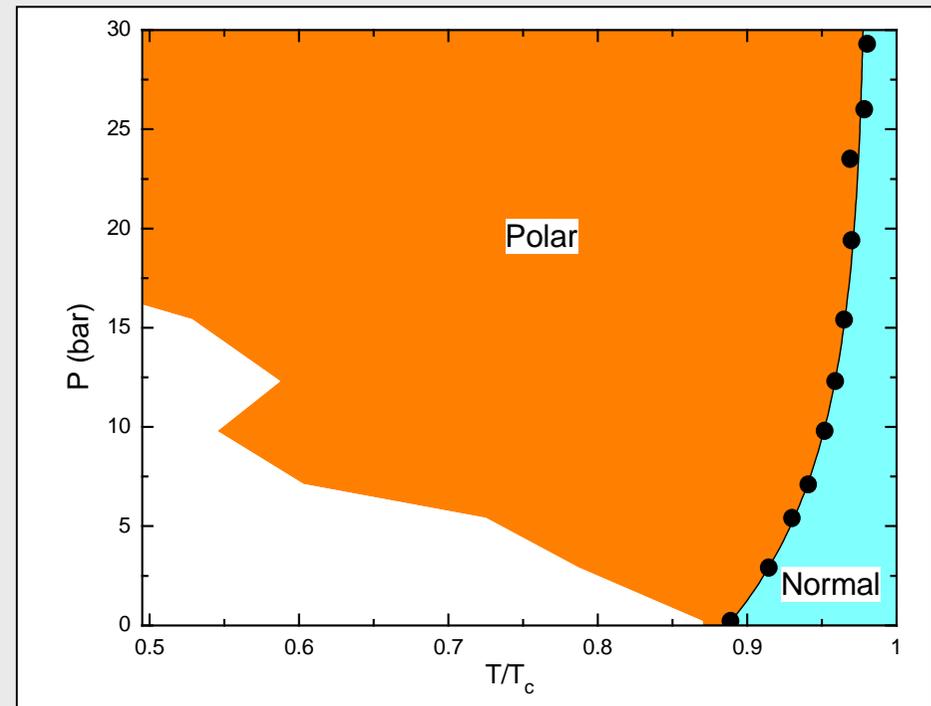
$$F_c = -\alpha \text{Sp}(AA^\dagger) + \beta_1 |\text{Sp}(A\tilde{A})|^2 + \beta_2 [\text{Sp}(AA^\dagger)]^2 + \beta_3 \text{Sp}[(A^\dagger A)(A^\dagger A)^*] + \beta_4 \text{Sp}[(AA^\dagger)^2] + \beta_5 \text{Sp}[(AA^\dagger)(AA^\dagger)^*] + \eta_{jl} A_{\mu j} A_{\mu l}^*$$

В принципе возможно существование множества (до 18) разных сверхтекучих фаз!

Фазовые диаграммы ^3He в нафене (температура отнормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He)



нафен-90



нафен-243

$$A_{\mu\nu} = \Delta e^{i\varphi} d_{\mu} m_{\nu}$$

