Введение в физику металлов и сверхпроводимость

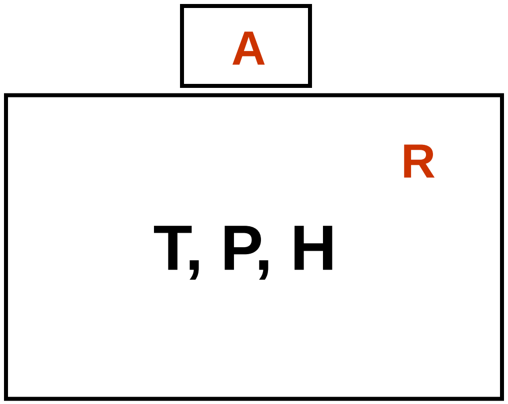
Валерий Владимирович Рязанов

Лекция 4

Термодинамика сверхпроводников.
Новый тип конденсированного состояния.
Теория Гинзбурга Ландау

Введение I

Свободные энергии Гельмгольца и Гиббса



Изолированная система: ***образец*** *(=малая подсистема)* ***A***

+ ***резервуар*** *(=термостат)* ***R***

с постоянными (т.е. задаваемыми "руками") **T, P и H.**

Какие бы изменения в ***A*** *не происходили, они не способны изменить параметры (T,P,H) термостата.*

Свободная энергия подсистемы A, - часть внутренней энергии, которую можно превратить в работу.

ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

Пусть $\mathcal{W}$ - работа, совершаемая над подсистемой ***A***, т.е. **образцом**

W - работа, совершаемая подсистемой ***A*** (**W=-** $\mathcal{W}$)

U - внутренняя энергия подсистемы ***A***

Изменение d**U** = перенос в систему некоторого количества тепла (d**Q**)

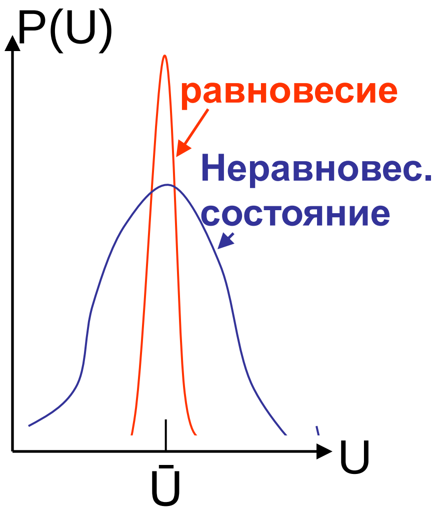
+ совершение над системой работы (**d**$\mathcal{W}$): d**U**=d**Q** + d $\mathcal{W}$

(**dQ** - тепло, поступающее из термостата)

dQ=dU=TdS при dW=0 в равновесии

d**Q**=d**U**+d**W** - **первый закон термодинамики** (4.1)

ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ



Термодинамика *- это усреднение по ансамблю всех (**i**) частиц системы. В **равновесии** все возможные состояния в фазовом пространстве, т.е. различные наборы (q_i ,p_i) имеют практически одну внутреннюю энергию U. Распределение U по ансамблю возможных макросостояний крайне узкое.*

Ω- *число микроскопических состояний подсистемы (**q_i ,p_i**), имеющих энергию близкую к средней энергии Ū (энергии макроскопического состояния).*

Чем дальше система от равновесия , тем меньше число **Ω** *наиболее вероятных состояний системы, имеющих данное значение Ū (соответствующее центру распределения).*

Энтропия S *макроскопического состояния - величина, пропорциональная логарифму числа микросостояний с энергией Ū* **:**

S=k ln Ω(Ū) (4.2). *В равновесии энтропия максимальна !*

Температура *- величина, позволяющая описывать тепловое равновесие систем:*
$1/T=(\partial S/\partial U)_{U=\bar{U}}$ (4.3) *(определяется абсолютным числом микросостояний соответствующих данному равновесному макросостоянию)*

Температуры взаимодействующих систем находящихся в равновесии равны

В любом квазистатическом процессе изменение энтропии связано с поступлением в систему тепла соотношением: **dS=dQ/T** **- второй закон термодинамики** (4.4)

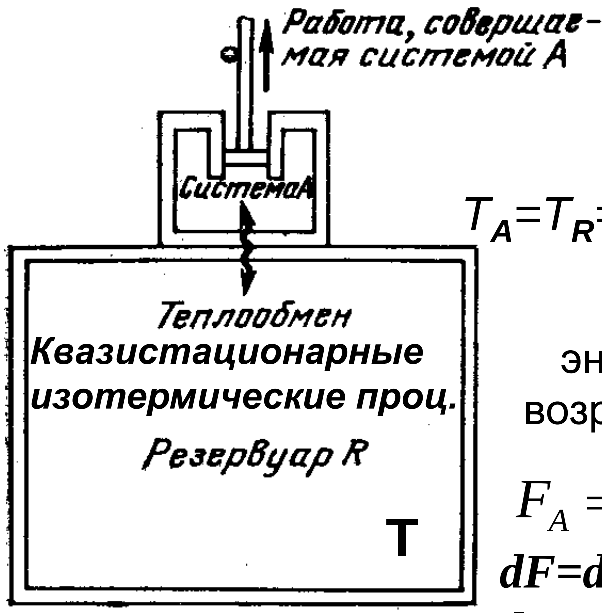
Для произвольных процессов: ***dS > dQ/T*** (4.5)

Свободная энергия (квазистатические процессы)

Если работа, совершаемая системой: ***dW=p dV*** *("поршень"), то первый закон термодинамики (см. ур-я 4.1 и 4.4) примет вид:*

$$\underbrace{T\,dS}_{dQ} = dU + \underbrace{p\,dV}_{dW} \qquad (4.6)$$

Задача*: определить часть внутренней энергии U образца A, которая может быть преобразована в работу W* ***при заданном типе*** *процесса (свободная энергия).*



когда резервуар задает только T

$T_A = T_R = T$

Свободная энергия Гельмгольца

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_R = \Delta S_A - Q_A / T$$

$Q_R = -Q_A$

$$\Delta S = \frac{T\Delta S_A - (\Delta U_A + W_A)}{T}$$

I з. термод.

энтропия возрастает

$$\Delta S = \frac{\Delta(TS_A - U_A) - W_A}{T} \ge 0$$

$$\boxed{|W_A| \le |\Delta F_A|}$$

$F_A = U_A - TS_A$ свободная энергия Гельмгольца (4.7)

$dF = dU - TdS - SdT$; $dU = dQ - dW = TdS - dW$;

$dF = -dW - SdT$ **$S = -(\partial F/\partial T)_W$** (4.8)

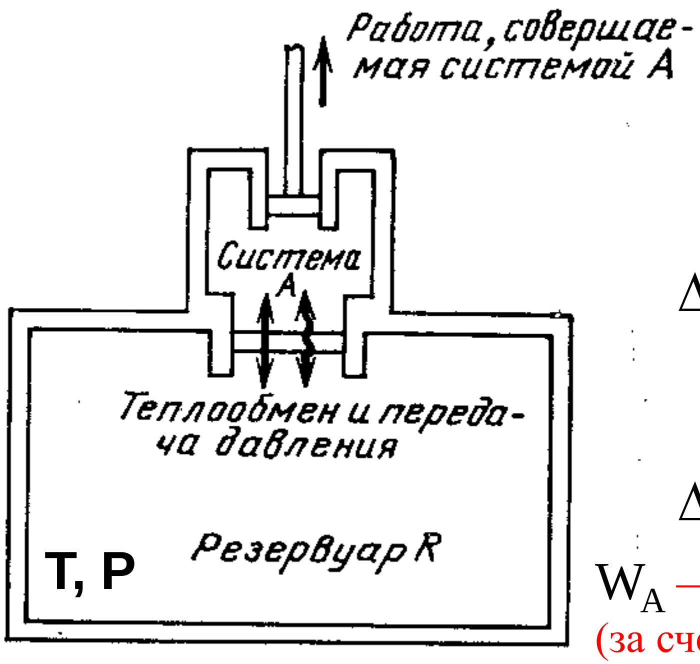
$W_A = 0$, то $\Delta F_A \le 0$.

при стремлении к равновесию F понижается

$\Delta F_A = 0$!
в равновесии

В равновесии свободная энергия Гельмгольца системы с фиксированной температурой минимальна.

Свободная энергия Гиббса



резервуар задает
T и P

Квазистационарные изотермические процессы при постоянном давлении: $T_A = T_R = T$, $P_A = P_R = P$.

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_R = \Delta S_A - Q_A / T$$

$Q_R = -Q_A$

работа резервуара

$$\Delta S = \frac{T\Delta S_A - (\Delta U_A + P\Delta V_A + W_A)}{T}$$

выделили элемент работы ***PΔV$_a$,*** *возникающ. при передаче давления*

W_A –совершенная образцом работа (за счет внутренней энергии+**передачи давления**)

$$\Delta S = \frac{\Delta(TS_A - U_A - PV_A) - W_A}{T} \geq 0$$

P = const

G=U-TS+pV-*свободная энергия Гиббса* (4.9) $|W_A| \leq |\Delta G_A|$

$-\Delta G_A - W_A \geq 0$

часть внутренней энергии образца A, которая может быть преобразована в работу W

$W_A = 0$, *то* $\Delta G_A \leq 0$. при стремлении к равновесию G понижается

В равновесии свободная энергия Гиббса системы с фиксированной температурой и давлением минимальна.

$\Delta G_A = 0$!

Введение II. Свободная энергия в магнитном поле. Намагниченность.

Усредним по объему магнетика уравнение Максвелла **rot H=j ,**
учтя собственные магнитные моменты магнетика как движение "связанных" зарядов с плотностью $n_{связ}$:

$$\frac{1}{\mu_0} rot\ \vec{B} = \vec{J}_{трансп} + \vec{J}_{связ} = \vec{J} + \langle e n_{связ} \vec{v} \rangle \qquad (4.10)$$

Определим макроскопическую намагниченность* M *магнетика (магнитный момент единицы объема) как: $\mathbf{rot}\ \boldsymbol{M} = \langle e n_{связ} \boldsymbol{v}_{связ} \rangle = \boldsymbol{J}_{связ}$ (4.11)

Тогда ур.(4.10) приобретет вид:

$$\boldsymbol{rot}\ [(1/\mu_0)\boldsymbol{B}-\boldsymbol{M}]=\boldsymbol{J} \quad \text{или} \quad \boldsymbol{rot}\ \boldsymbol{H^*}=\boldsymbol{J}, \qquad (4.12)$$

где ***макроскопическое поле намагничивания:***

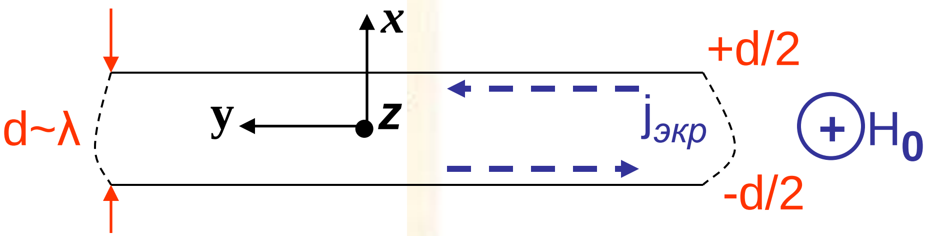
$$\mathbf{H^*}=(1/\mu_0)\ \mathbf{B}-\mathbf{M} \qquad (4.13)$$

не путать с истинным микроскопическим полем $\mathbf{H}=(1/\mu_0)\ \mathbf{B}$

В образцах с геометрией протяженной вдоль направления поля (длинных цилиндрах, пластинах и т.д.) $\mathbf{H^*}=\mathbf{H_0}$ - внешнему приложенному полю.

Намагниченность сверхпроводящей пластины

В сверхпроводнике диамагнетизм связан с экранирующими токами:

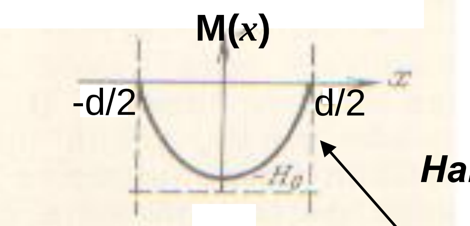


$$\vec{J}_{экр} = rot\ \vec{M}_{экр} \quad (=dM(x)/dx)$$

Вернемся к сверх. пластине с толщ. d

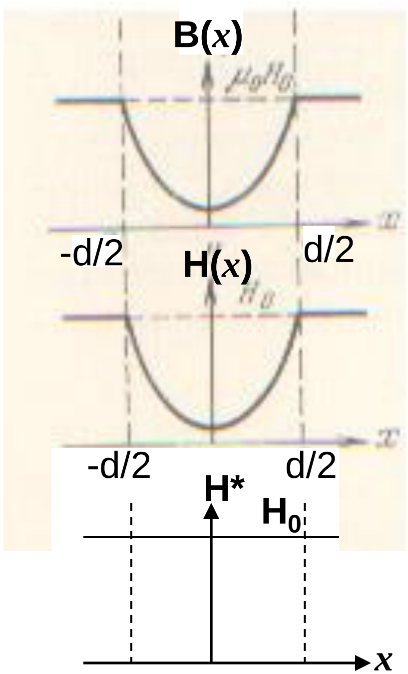
$B_z(x) = \mu_0 H_0 ch(x/\lambda)/ch(d/2\lambda)$ ур.(2.7)

$j_{sy}(x) = (H_0/\lambda)\ sh(x/\lambda)/ch(d/2\lambda)$; ур.(2.8)



Намагниченность, созданная токами на расстоянии $(d/2 - x)$ ***от поверхности:***

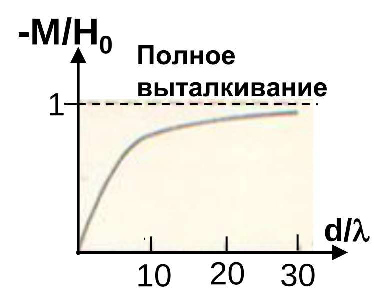
$$M(x) = \int_{d/2}^{x} j(x)dx = H_0\{ch(x/\lambda)/ch(d/2\lambda)]-1\} \qquad (4.14)$$



Можно видеть, что поле намагниченности $H^* = (1/\mu_0)\ B(x) - M(x)$, ***действительно, в любой точке равно внешнему полю*** H_0.

Средний по объему магнитный момент:

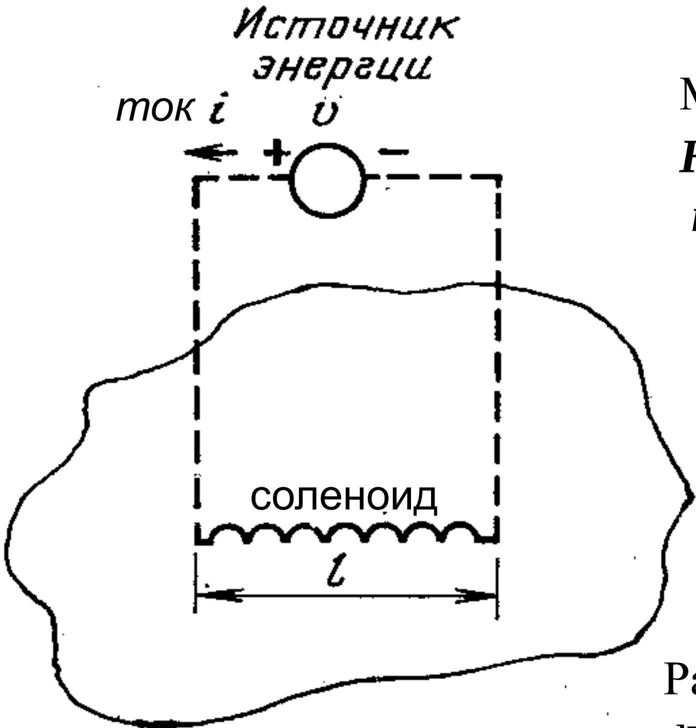
$$M = 2[1/(d/2)]\int_0^{d/2} M(x)dx = H_0\ [(\lambda/d)\ th(d/2\lambda)\ -1] \qquad (4.15)$$



в пределе толстой пластины $d >> \lambda$:

$th(d/2\lambda) \rightarrow 1$, $\lambda/d \rightarrow 0$ $M = -H_0$; $B = \mu_0(H^* + M) = 0$

Энергия магнетика в магнитном поле.



Магнитное поле соленоида из N витков с током $\boldsymbol{i}$:

$\boldsymbol{H^* = N\, i/l} = n\boldsymbol{i}$, ***где*** n- ***плотность витков*** (при $\boldsymbol{l >> R}$)

$\boldsymbol{i} = \boldsymbol{H^*}/n$ (4.16)

R-диаметр соленоида

ЭДС индукции в соленоиде при включении тока $\boldsymbol{i}$:

$\varepsilon = n\boldsymbol{l}\,(\boldsymbol{d\Phi/dt}) = nS\boldsymbol{l}\,(\boldsymbol{dB/dt})$; $S = \pi R^2$-***площадь витка***

Работа, совершаемая источником тока:

$dW_{ист} = \boldsymbol{i}\,\varepsilon\, dt = \boldsymbol{H^*} S\boldsymbol{l}\, \boldsymbol{dB}$ или $d\boldsymbol{w}_{ист} = \boldsymbol{H^* dB}$ на ед. об.

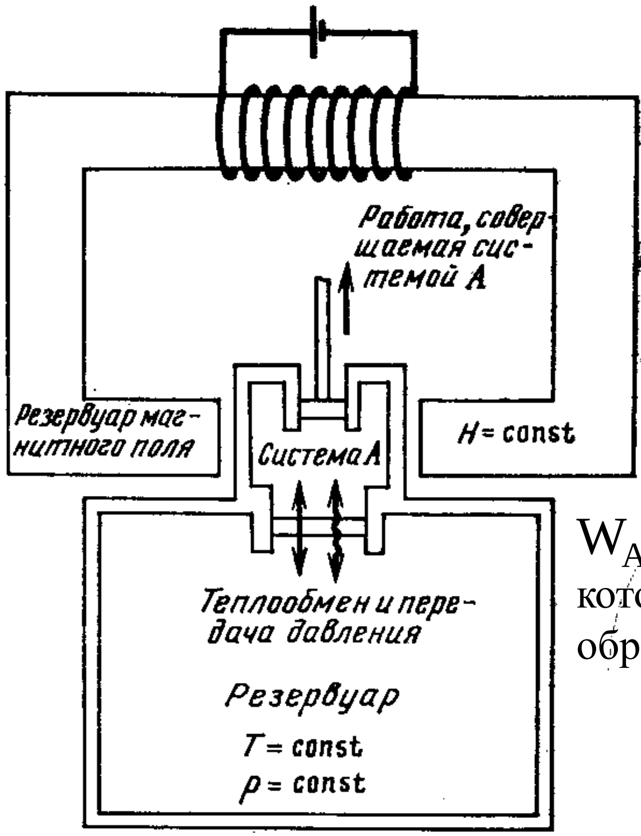
$d\boldsymbol{w}_{ист} = \mu_0 \boldsymbol{H^*} d(\boldsymbol{H^*} + \mathbf{M}) = \mu_0\, d(\boldsymbol{H^{*2}}/2) + \mu_0 \boldsymbol{H^*} d\mathbf{M}$

$\mu_0 \boldsymbol{H^{*2}}/2$ - работа на создание магнитного поля $\boldsymbol{H^*}$ (поля намагничивания)

$dW_н = -\mu_0 \boldsymbol{H^*} d\mathbf{M}$ - *элемент работы намагничивания магнетика, совершаемой подсистемой* (4.17)

$dW_н = -\boldsymbol{H^*} d\boldsymbol{B}$ – элемент работы намагничивания с учетом создания магнитного поля (4.18)

Свободная энергия Гиббса в магнитном поле



Квазистационарные изотермические процессы при постоянном давлении и *магнитном поле*:

$T_A = T_R = T,\ P_A = P_R = P,\ H_R = H.$

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_R = \Delta S_A - Q_A / T$$

0, т.к. ΔV=0 в тв. теле

$$\Delta S = \frac{T\Delta S_A - (\Delta U_A + P\Delta V_A - H\Delta B + W_A)}{T}$$

(см 4.18)

W_A – остальная работа, которую может совершить образец (маленький поршень)

Выделили элементы работы $P\Delta V_A$ и $-H\Delta B$

$$\Delta S = \frac{\overbrace{\Delta(TS_A - U_A + HB)}^{-dG} - W_A}{T} \geq 0$$

H = const

$W_A = 0,\ \text{то}\ \Delta G_A \leq 0.$

G=U-TS – HB = F- HB -свободная энергия Гиббса тв. тела в магнитном поле (4.19)

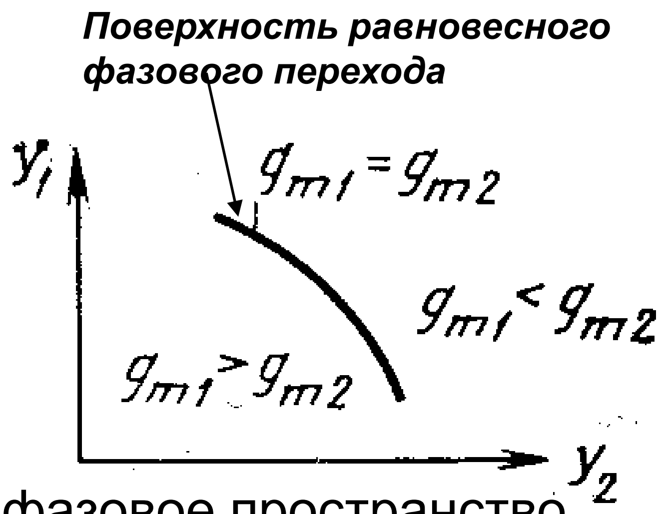
$dU=dQ-dW_{полн}=TdS+HdB-dW$; $dG=dU-TdS-SdT-HdB-BdH$

0, если между A и R нет передачи энергии кроме передачи тепла и энергии магн. поля

$$dG = -SdT - BdH$$

$S=(dG/dT)_H$; $B=(dG/dH)_T$ (4.20)

Фазовые переходы



фазовое пространство

$$y_{1,2} = T, P, H$$

Образец находиться в контакте с термостатом при постоянных ***T, H*** и ***P=P$_{anv}$***. Значит минимума достигает свободная энергия Гиббса: ***dG=0 в равновесии !.***

окружение

Образец содержит $\nu_{1,2}$ молей вещества в состоянии 1 или 2 с молярной энергией Гиббса $g_{m1,2}$: $G = \nu_1 g_{m1} + \nu_2 g_{m2}$

Сохранение количества вещества:

$$d\nu_1 = -d\nu_2$$

$$dG = g_{m1} d\nu_1 + g_{m2} d\nu_2 = (g_{m1} - g_{m2}) d\nu_1 = 0$$

Равновесие фаз при $g_{m1} = g_{m2}$. (4.21)

Энергии Гиббса двух фаз в точке фазового перехода равны!

(***В противном случае вещество будет находиться в состоянии с наименьшей энергией Гиббса.***)

Фазовые переходы I и II рода.

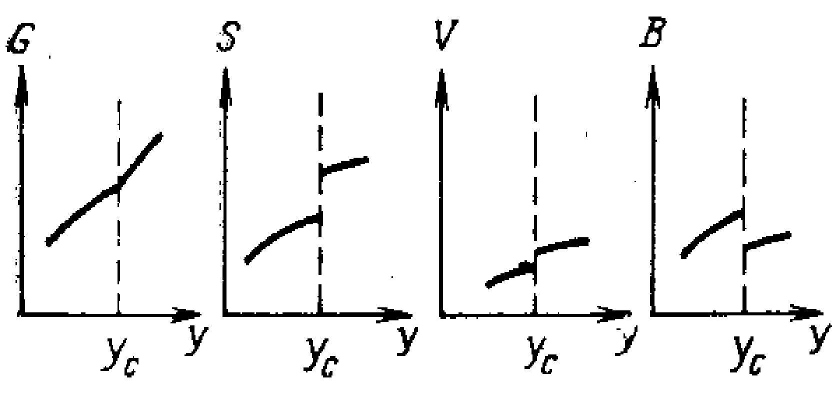
Переходы I рода

Функция G – непрерывна, первые производные испытывают скачок.

$$S = -\left(\partial G / \partial T\right)_{P,H} \qquad (4.22)$$

$$V = \left(\partial G / \partial P\right)_{T,H}$$

$$B = -\left(\partial G / \partial H\right)_{P,T}$$



Переходы II рода

Функция G и первые производные – непрерывны, скачок испытывают вторые производные.

Удельная теплоемкость *испытывает скачок:*

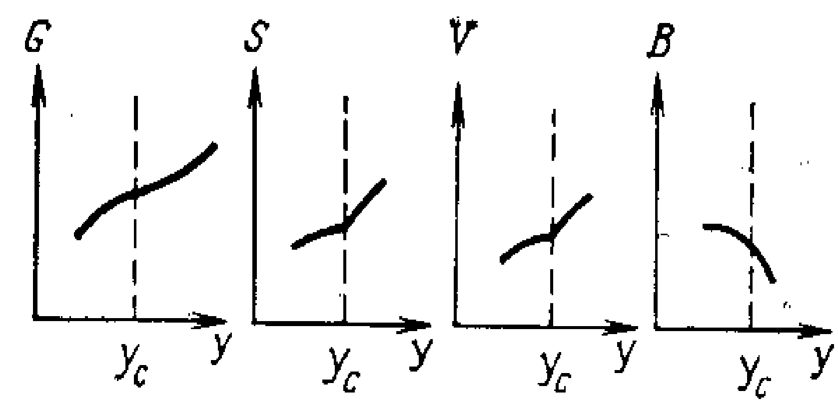
$$C = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_{H,P} = \frac{T}{V}\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{H,P} = \frac{T}{V}\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_{H,P}$$

Скрытая теплота перехода =0

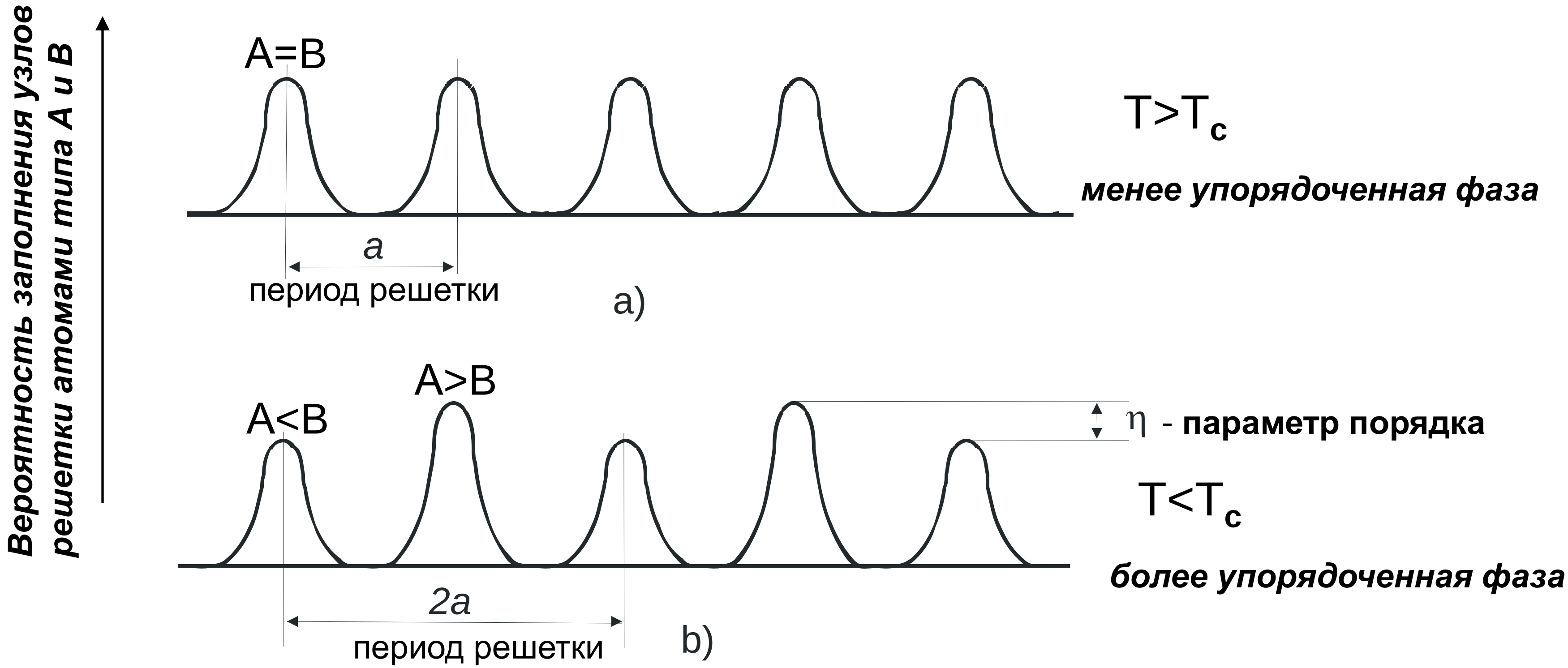
Δ**Q = T**Δ**S** (~ dG/dT) = **T(S$_1$- S$_2$)=0 → S$_1$ = S$_2$**

0 перв. произв. (4.23)

Энтропии равны в точке фазового перехода II рода!



Фазовый переход II рода с изменением порядка

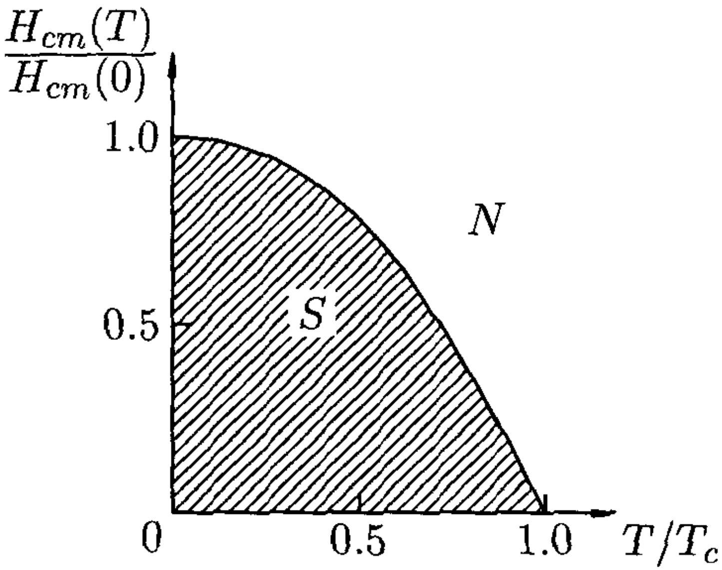


Скачкообразное изменение периода решетки при сколь угодно малом η !

Фазовый переход II рода "порядок-беспорядок" в кристалле

В точке перехода параметр порядка проходит через ноль

«Термодинамическое» критическое поле массивных сверхпроводников



$$H_{cm}(T) = H_{cm}(0)\left[1-(T/T_c)^2\right]$$

Эмпирическая формула **(4.24)**

Будем увеличивать внешнее магнитное поле H при постоянной температуре.
В сверхпроводнике сохраняется ***B=0.***
G=U-TS – HB = F- HB=F *(формально)*
Значит в равновесном состоянии минимума будет достигать свободная энергия Гельмгольца.

$$dW_{ист} = \mu_0 H_0 dM,$$ ***намагничивание диамагнетика***

$$B = \mu_0(H_0 + M) = 0,$$

$$H_0 = -M$$

$$W_{ист} = \mu_0 H_0^{\ 2}/2$$

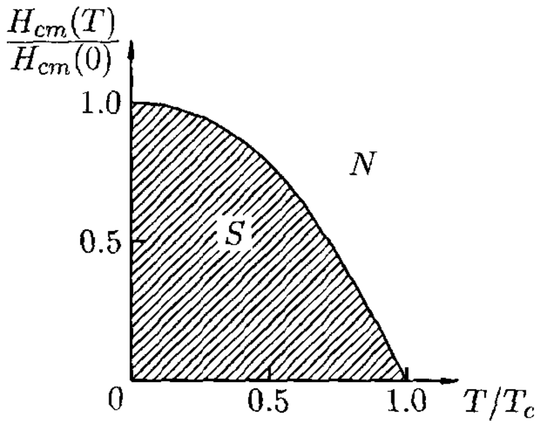
При достижении критического поля $\boldsymbol{H_0}= \boldsymbol{H_{cm}}$ свободная энергия нормального состояния равна свободной энергии сверхпроводящего:

$$F_n - F_s = \mu_0 \boldsymbol{H_{cm}}^2/2. \qquad (4.25)$$

При $\boldsymbol{H_0} < \boldsymbol{H_{cm}} \rightarrow F_s < F_n$

Критическое поле массивного материала характеризует выгодность сверхпроводящего состояния по сравнению с нормальным при $\boldsymbol{H_0}$=0.

Энтропия и теплоемкость сверхпроводника в точке перехода T=T$_c$, H=0



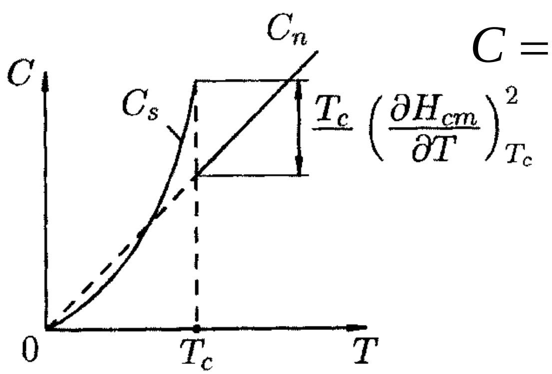
Сверхпроводник находиться в только тепловом контакте с термостатом: магнитное поле H=0. Рассм. переход в сверхпроводящее состояние по температуре при T=T$_{\mathbf{c}}$. Можно по-прежнему использовать $F_n - F_s = \mu_0 H^2{}_{cm}/2,$

имея в виду, что $\boldsymbol{H_{cm}}$ просто характеризует выгодность сверхпроводящего состояния по сравнению с нормальным.

$$dF = -SdT, \quad S = -(\partial F/\partial T)_V \quad \text{из (4.8)} \quad S_n - S_s = -\mu_0 H_{cm}(\partial H_{cm}/\partial T)_V$$

$H_{cm}(T_c)=0$; $(\partial H_{cm}/\partial T)_{T_c} < 0 \quad \Rightarrow \quad S_n = S_s$ при T=T$_c$ и $S_n > S_s$ при T<T$_c$

Сверхпроводящее состояние более упорядочено ! Фаз переход II рода при H=0 !



$$C = T(\partial S/\partial T) \;\Rightarrow\; C_s - C_n = \mu_0 T\left[(\partial H_{cm}/\partial T)^2 + H_{cm}(\partial^2 H_{cm}/\partial T^2)\right]$$

$$H_{cm}(T_c)=0; \qquad (C_s - C_n)_{T_c} = \mu_0 T_c (\partial H_{cm}/\partial T)^2_{T_c}$$

Теория Гинзбурга-Ландау
Сверхпроводящий параметр порядка

Теория ГЛ в отличии от терии Лондонов справедлива для пространственно-неоднородных сверхпроводников с $n_s(r)$.

$\mathbf{n_s(r)} = |\Psi|^2(r)$ –параметр порядка, проходящий через ноль при при $T=T_c$.

Для **H=0** вблизи $\mathbf{T_c}$ разложим функционал плотности свободной энергии $f_s(T)$ по малому параметру $\mathbf{n_s(r)} = |\Psi|^2(r)$:

$$f_s(T,r) = f_n(T) + \alpha|\Psi|^2(r) + (\beta/2)|\Psi|^4(r) \qquad (4.26)$$

$$f_s(T,r) = f_n(T) + \alpha\, n_s(r) + (\beta/2)\, n_s^2(r) \qquad (4.26a)$$

Найдем невозмущенное значение n_{s0}, соответствующее равновесному однородному состоянию сверхпроводника (минимуму функционала свободной энергии при H=0)

Вариация функционала по n_s равна нулю:

$$\delta_{n_s} f_s = \alpha + \beta n_{s0} \qquad n_{s0} = |\Psi_0|^2 = -\alpha/\beta \qquad (4.27)$$

Из ур. (3.25) и (3.24) : $f_{s0}(T) - f_n(T) = -\alpha^2/\beta + (\beta/2)(\alpha/\beta)^2 = -\alpha^2/(2\beta) = -\mu_0 H_{cm}^2(T)/2$ (4.28)

$$H_{cm}^2(T) = \alpha^2(T)/(\mu_0\beta) = (\beta/\mu_0)|\Psi_0|^4 = (\beta/\mu_0)\, n_{s0}^2(T) \qquad (4.29)$$

$$\beta = \mu_0 H_{cm}^2(T)/|\Psi_0|^4(T) = \mu_0 H_{cm}^2(T)/n_{s0}^2(T) \qquad (4.30)$$

Теория Гинзбурга-Ландау
Коэффициенты разложения функционала ГЛ

Используя ур. (4.29) и (4.27) выразим коэффициенты разложения функционала ГЛ через экспериментально определяемые параметры $\mathbf{n_{s\,0}}$ и $\boldsymbol{H_{cm}}$ и определим их температурные зависимости:

$$\alpha(T) = -\mu_0 H_{cm}^2(\mathrm{T})/|\Psi_0|^2(T) = -\mu_0 H_{cm}^2(T)/\, n_{s0}(T); \qquad (4.31)$$

$$\alpha(T) \sim -(1-T/T_c) < 0; \qquad (4.32)$$

$$\beta = \mu_0 H_{cm}^2(T)/|\Psi_0|^4(T) = \mu_0 H_{cm}^2(T)/n_{s0}^2(T); \quad \beta \neq \beta(T); \quad \beta > 0; \qquad (4.33)$$

Поскольку температурные зависимости зависимости $\mathbf{n_{s0}}$ и $\boldsymbol{H_{cm}}$ **(**определенные из экспериментов, см. ур. (2.2) и (4.24)**) :**

$$n_{s0} = |\Psi_0|^2 \sim 1-(T/T_c)^4 \quad \text{вблизи } T_c \quad n_{s0} \sim [1-(T/T_c)^2] \sim [1-(T/T_c)] \qquad (4.34)$$

$$H_{cm} \sim [1-(T/T_c)^2] \quad \text{вблизи } T_c \quad H_{cm} \sim [1-(T/T_c)] \qquad (4.35)$$

Функционал Гинзбурга-Ландау при H≠0. Комплексный параметр порядка.

При H≠0 должны использовать свободную энергию Гиббса.

Плотность (на ед. объема) энергии Гиббса (ур.(4.19)) $\boldsymbol{g = f - BH}$

$$\boldsymbol{g_s(r) = f_s - B_s(r)H + W_{кин}} \qquad (4.36)$$

$\boldsymbol{W_{кин}}$ – ***кинетическая энергия сверхпроводящих (экранирующих) токов*.**

$$\boldsymbol{g_n = f_n - B_n H = f_n - \mu_0 H^2/2,} \qquad (4.37)$$

поскольку элемент работы, создаваемый при включении намагничивающего поля

$dW = \mathbf{H}d\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}d(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0\, d(\mathbf{H}^2/2) + \mu_0\mathbf{H}d\mathbf{M}$; $\mathbf{M=0}$ в норм. **с**ост.

$\boldsymbol{\mu_0 \mathbf{H}^2/2 = \mathbf{B}^2/(2\mu_0)}$ **-** работа на создание магнитного поля **H** в единице об.

Вычитая (4.37) из (4.36), имеем:

$$\boldsymbol{g_s - g_n = f_s - f_n - BH + B^2/(2\mu_0) + W_{кин}}$$

Подставляя $\boldsymbol{f_s - f_n}$ из ур. (4.26), получим :

$$\boldsymbol{g_s(r) - g_n = \alpha\,|\Psi|^2(r) + (\beta/2)\,|\Psi|^4(r) - BH + B^2/(2\mu_0) + W_{кин}} \qquad (4.38)$$

Кинетическая энергия сверхпроводящих токов

Рассчитаем $W_{кин}$, считая $\Psi(r)$-***комплексной*** $\Psi(r) = |\Psi| e^{i\theta}$.

Оператор импульса в квантовой механике $p = -i\hbar\nabla$

Оператор кинетической энергии $p^2/(2m^*) = [1/(2m^*)]\,|-i\hbar\nabla|^2$ должен быть записан в градиентно-инвариантной форме через оператор тока V :

$n_s m^* V^2/2 = |\Psi|^2 (p-2eA)^2/(4m) = |\Psi|^2 [1/(4m)]\,|-i\hbar\nabla - 2eA|^2$ поскольку $p=2mV+2eA;\ m^*=2m$

(таким образом, $-i\hbar\nabla\Psi = 2m V + 2eA$)

Кинетическая энергия:

$$W_{кин} = |\Psi|^2 (p-2eA)^2/(4m) = [1/(4m)]\,|-i\hbar\nabla\Psi - 2eA\Psi|^2 \qquad (4.39)$$

$$g_s(r) - g_n = \alpha|\Psi|^2(r) + (\beta/2)|\Psi|^4(r) - BH + B^2/(2\mu_0) + [1/(4m)]\,|-i\hbar\nabla\Psi - 2eA\Psi|^2 \qquad (4.40)$$

Поймем структуру члена кинетической энергии.

Подставляя $\Psi(r) = |\Psi(r)|\, e^{i\theta}$

$$W_{кин} = [1/(4m)]\,|-i\hbar\nabla\Psi - 2eA\Psi|^2 =$$

$$= [1/(4m)]\,|\hbar\nabla\theta\, |\Psi|(r)\, e^{i\theta} - i\hbar e^{i\theta}\nabla|\Psi| - 2eA|\Psi|(r) e^{i\theta}|^2 =$$

$$[1/(4m)]\,|(2mv_s|\Psi| - i\hbar\nabla|\Psi|)\, e^{i\theta}|^2 \qquad \textit{т.к. } \hbar\nabla\theta = 2mv_s + 2eA$$

член с $\nabla|\Psi|$ отвечает за область, где **параметр порядка изменяется в пространстве**

Кинетическая энергия сверхпроводящих токов-II

$W_{кин} = [1/(4m)]\,|\,(2mv_s|\Psi| - i\hbar\nabla|\Psi|)\,e^{i\theta}|^2 =$

но $|A|^2 = A\,A^*$

$= [1/(4m)]\;[(2mv_s|\Psi| - i\hbar\nabla|\Psi|)\,e^{i\theta}]\,[(2mv_s|\Psi| + i\hbar\nabla|\Psi|)\,e^{-i\theta}] =$

$= n_{s0}\,2mv_s^2/2 + [1/(4m)]\,(\hbar\nabla|\Psi|)^2$ (4.41)

В кинетической энергии появился новый второй член – энергия, связанная с градиентом параметра порядка!

(“жесткостью” волновой функции)