

高等统计物理 作业四

1. 证明对理想玻色气体，低温时有 $\langle n_p^2 \rangle - \langle n_p \rangle^2 \approx \langle n_p \rangle$ 。
2. 推导得出理想玻色气体的内能、熵和定容比热。
3. 具体推导朗道超流理论给出的液 He II 中声子和旋子对应的比热：

$$\frac{C_s}{Nk_B} = \frac{2\pi^2 v (k_B T)^3}{15\hbar^3 c^3}$$

$$\frac{C_x}{Nk_B} = \frac{2\sqrt{m_x} k_0 \varepsilon_0^2 v \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{k_B T}\right)}{(2\pi)^{3/2} \hbar (k_B T)^{3/2}}$$

已知这两种准粒子的能谱为 $\hbar\omega_k = \begin{cases} ck & k \ll k_0 \\ \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2(k^2 - k_0^2)}{2m_x} & k \approx k_0 \end{cases}$ ，且系统内能表示为

$$U = U_0 + \sum_k \hbar\omega_k \langle n_k \rangle = U_0 + \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^2 \hbar\omega_k}{\exp(\beta\hbar\omega_k) - 1}.$$

4. 用二次量子化方法证明全同粒子系统的某一物理量算符 \hat{G} 与总粒子数算符 \hat{N} 满足对易关系 $[\hat{G}, \hat{N}] = 0$ 。

5. 求自由理想玻色气体在非凝聚相压强随比容和温度的变化关系 $P(v, T)$ 。

6. 由环流的量子化条件，证明超流体在 \mathbf{v}_s 无奇点的单连通区域必须满足朗道条件 $\nabla \times \mathbf{v}_s = 0$ ，其中 \mathbf{v}_s 是超流体的速度。

7. 利用真实粒子与准玻色粒子的博戈留波夫变换

$$\begin{cases} \hat{b}_p^+ = u_p \hat{a}_p^+ - v_p \hat{a}_{-p} \\ \hat{b}_p = u_p \hat{a}_p - v_p \hat{a}_{-p}^+ \end{cases}$$

证明：(a) 真实粒子数算符 $\hat{N}_p = \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p$ 与准粒子数算符 $\hat{n}_p = \hat{b}_p^\dagger \hat{b}_p$ 的统计平均值之间存在关系 $\langle \hat{N}_p \rangle = v_p^2 + (u_p^2 + v_p^2) \langle \hat{n}_p \rangle$ ；(b) 绝对零度时，动量为零的平均粒子数为 $\langle \hat{N}_0 \rangle = N \left(1 - \frac{8}{3\sqrt{\pi}} (na^3)^{1/2} \right)$ ，动量不为零的平均粒子数为 $\langle \hat{N}_{p \neq 0} \rangle = \frac{1+x^2}{2x\sqrt{x^2+2}} - \frac{1}{2}$ ，其中 $x \equiv p \left(\frac{V}{8\pi a \hbar^2 N} \right)^{1/2}$ 。

8. 证明函数 $S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{V}{N} \sum_{\alpha} \delta(\omega_{\alpha} - \omega) |\langle \alpha | \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 0 \rangle|^2$ 具有以下性质：

$$(a) \int_0^{\infty} d\omega S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{V}{N} \langle 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 0 \rangle;$$

$$(b) \int_0^{\infty} d\omega \omega S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{V}{N} \langle 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{H} \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 0 \rangle = \frac{k^2}{2m};$$

$$(c) \lim_{k \rightarrow 0} \int_0^{\infty} d\omega \frac{1}{\omega} S(\mathbf{k}, \omega) = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{V}{N} \langle 0 | \hat{\rho}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{H}^{-1} \hat{\rho}_{\mathbf{k}} | 0 \rangle = \frac{1}{2mv_s^2}.$$

其中 \mathbf{k} 是波矢（令 $\hbar = 1$ 时就是动量）， ω 是频率（令 $\hbar = 1$ 时就是能量）， V 和 N 分别是系统的体积和粒子数， $|\alpha\rangle$ 是哈密顿量 \hat{H} 的本征态， $|0\rangle$ 是最低本征态，

$\hat{\rho}_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{V}} \int d^3\mathbf{x} \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \psi^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x})$ ， $\psi(\mathbf{x})$ 是二次量子化表象中的场算符， m 是

粒子质量， v_s 是绝对零度的声速。

9. 证明理想费米气体在绝对零度时的基态能 $\sum_{|p| < p_F} \frac{p^2}{2m} = \frac{3}{5} N \varepsilon_F$ ，其中费米能

$$\varepsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{gv} \right)^{2/3}, \quad p_F = \hbar \left(\frac{6\pi^2}{gv} \right)^{1/3}$$

是费米动量， m 是费米子质量， N 是粒子数， $v = \frac{V}{N}$ 是比容， g 是自旋引起的能量简并度。

10. 低温下非理想费米气体的哈密顿量为

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{p}, \sigma} \frac{p^2}{2m} \hat{a}_{\mathbf{p}, \sigma}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}, \sigma} + \frac{u_0}{V} \sum_{\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2} \hat{a}_{\mathbf{p}'_1 \uparrow}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}'_2 \downarrow}^+ \hat{a}_{\mathbf{p}_2 \downarrow} \hat{a}_{\mathbf{p}_1 \uparrow}$$

其中 $u_0 = \int u(\mathbf{r}) d^3 r$, $u(\mathbf{r})$ 是费米粒子间相互作用, \hat{a}^+ 和 \hat{a} 是产生和湮灭算符, \mathbf{p} 是动量, σ 是自旋, m 是粒子质量, V 是系统体积。另一方面, 低能散射的波恩近似给出散射长度

$a = \frac{m}{4\pi\hbar^2} \int u(\mathbf{r}) \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}\right) d^3 r$ 。用量子微扰论证明: 在小动量转移 $\mathbf{p} \rightarrow 0$ 的情况下,

$$u_0 = \frac{4\pi a \hbar^2}{m} \left[1 - \frac{16\pi a \hbar^2}{V} \sum \frac{\delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2)}{p_1^2 + p_2^2 - p_1'^2 - p_2'^2} \right]。$$

11. 具有排斥势的简并近理想费米气体的基态能量为

$$E_0 = \frac{3\hbar^2}{10m} (3\pi^2 n)^{2/3} N + \frac{\pi a \hbar^2}{m} n N \left(1 + \frac{6}{35} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{1/3} a (11 - 2 \ln 2) \right)$$

其中 a 是散射长度, m 是粒子质量, N 是总粒子数, $n = \frac{N}{V}$, V 是体积。求绝对零度下, 气体的化学势和基态压强。

12. 计算说明朗道抗磁性和泡利顺磁性在趋近经典极限时的表现。