考试和答疑

- 考试安排
  - * 时间：**6**月**28**日上午**8:30~10:30**
  - * 地点：**HGX307+308**

- 考前答疑
  - * 时间：**6**月**26**日上午**9:30~11:30**
  - * 地点：光华楼东主楼**2422+2417**

上讲回顾：输运问题的半经典处理

- **Bloch**电子←准经典处理
  - * 电流密度→电子速度*电子分布函数
  - * 分布函数的变化→满足**Boltzmann**方程
- 碰撞和漂移分开考虑！

$$\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}+\dot{\mathbf{k}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{碰撞}}$$

  - * 即使无外场也有碰撞
  - * 漂移项在**Bloch**电子近似下由能带结构定，容易处理
  - * 碰撞项用弛豫时间近似

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{(2\pi)^3}\int\Theta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}\left[1-\mathbf{cos}\,\vartheta\right]d\mathbf{k}'$$

- τ 与散射矩阵有关
  - * 微扰方法处理电子-声子作用→散射矩阵
- 金属电导率

$$\sigma=\frac{ne^2\tau(E_F)}{m^*}$$

本讲目的：其他输运现象？

- **Boltzmann**方程在热传导、热电势等问题上的应用

第30讲、其他输运现象

1. 杂质电阻
2. 热导率
3. 热电势
4. Hall系数和磁阻

1、杂质电阻(剩余电阻)

- 声子散射产生的电阻，纯净金属电阻，亦称为理想电阻
- 低温时，晶格散射可以忽略，仍有电阻，来源于杂质散射→杂质使周期性势场被破坏。微扰*U*使散射矩阵

$$\Theta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar} n \left| \langle \psi_{\mathbf{k}'} | U(\mathbf{r}) | \psi_{\mathbf{k}} \rangle \right|^2 \delta\left(E(\mathbf{k}') - E(\mathbf{k})\right)$$

- 杂质浓度n、散射势场$U(\mathbf{r})$与温度无关，因此产生的电阻与温度无关
- 假定电子被声子和杂质散射机制互相无关，则总散射几率为两者之和

$$\Theta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = \Theta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}^{\text{声子}} + \Theta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}^{\text{杂质}} \qquad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau^{\text{声子}}} + \frac{1}{\tau^{\text{杂质}}} \qquad \rho = \rho^{\text{声子}} + \rho^{\text{杂质}}$$

杂质势→弛豫时间

- 电离杂质附近的电子势能可表示成 $U(r) = -\dfrac{Ze^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r} e^{-\lambda r}$

  ＊ Z=有效电荷，指数因子是电荷屏蔽作用

- 由量子力学波恩近似方法，可得散射微分截面

$$\sigma(\vartheta) = \left(\frac{2m^* Ze^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \hbar^2}\right)\frac{1}{\left(K^2 + \lambda^2\right)^2} \qquad K = \left|\mathbf{k}' - \mathbf{k}\right| = 2k_{\mathrm{F}} \sin\frac{\vartheta}{2}$$

  ＊ θ是散射角

- 以v速度入射至电离杂质，在单位时间内被散射的电子数 $\dfrac{N}{V} v\sigma(\vartheta) d\Omega$

- 比较散射矩阵元后可得 $\Theta(k, k', \vartheta) = \dfrac{v\sigma(\vartheta)}{V}$

- 如果有N_I个杂质离子，各个又互相独立则

$$\Theta(k,k',\vartheta)=\frac{N_I}{V}v\sigma(\vartheta)=n_I v\sigma(\vartheta)$$

- 由杂质散射导致的弛豫时间为

$$\frac{1}{\tau_I}=n_\mathrm{I}v_\mathrm{F}\int\sigma(\theta)(1-\cos\theta)2\pi\sin\theta d\theta$$

$$=2\pi n_I v_\mathrm{F}\left(\frac{2m^*Ze^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0\hbar^2}\right)^2\int\frac{(1-\cos\theta)\sin\theta d\theta}{\left(K^2+\lambda^2\right)^2}\qquad 令x=\sin\frac{\theta}{2}$$

$$=2\pi n_I v_\mathrm{F}\left(\frac{2m^*Ze^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0\hbar^2\lambda^2}\right)^2\int_0^1\frac{8x^3dx}{\left(1+(2k_\mathrm{F}/\lambda)^2x^2\right)}$$

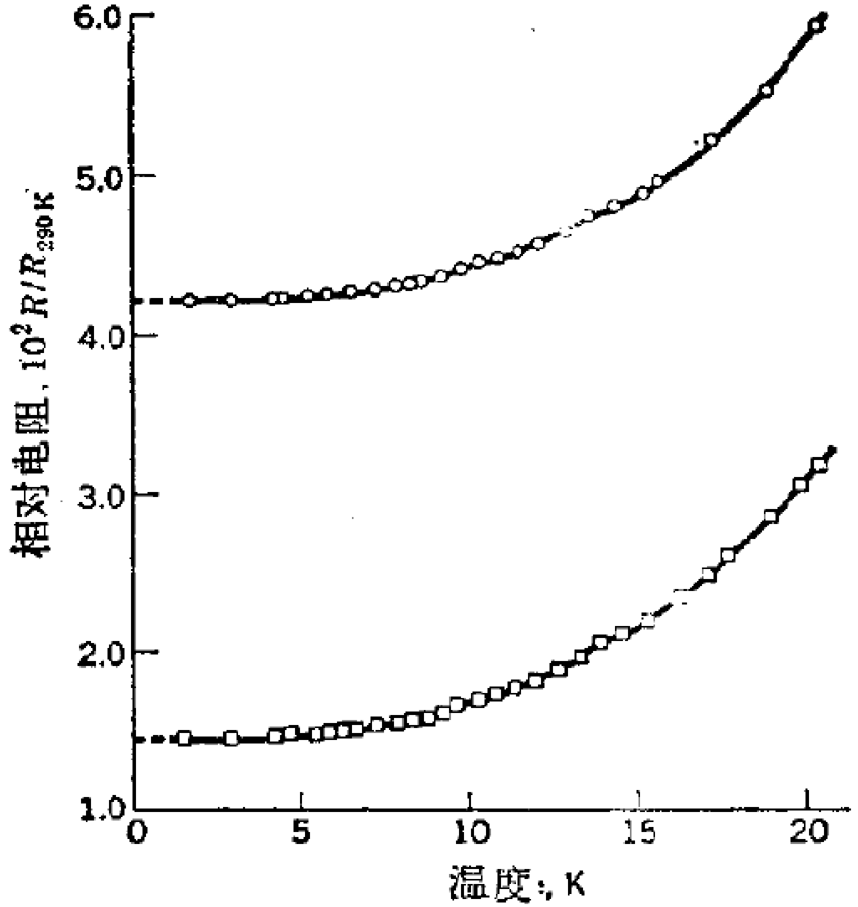
- 剩余电阻与温度无关

缺陷浓度不同样品电阻实验结果

- 这是钾的两个样品在20K以下的电阻随温度的变化
  - * 不同样品有不同的缺陷浓度，故其电阻向零K外延显示了不同的截距
  - * 这就是剩余电阻与缺陷的关系，与温度无关

$$\rho = \rho_{原子振动} + \rho_{缺陷}$$

  - * 温度低到一定值后，主要是剩余电阻的贡献



2、热导率(金属电子贡献)

- 金属中电子对导热的贡献
  - * 实际上是电子与声子的共同贡献
  - * 金属中电子浓度高得多，因此，电子对导热的贡献一般比声子高两个量级，故金属导热一般指电子
- 自由电子气模型电子对导热的贡献？
  - * 由理想气体、费米速度和比热与温度关系即可得
- 导热过程中声子有两种作用
  1. 维持温度梯度；
  2. 建立热电场使电流为零
- 用**Boltzman**方程来讨论电子导热问题

$$\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial f}{\partial\mathbf{r}}+\dot{\mathbf{k}}\cdot\frac{\partial f}{\partial\mathbf{k}}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{碰撞}$$

- 有温度梯度时，分布函数的导数通过**r**与温度***T***发生联系，对分布函数求导

$$\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial\mathbf{r}}=\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial T}{\partial\mathbf{r}}\frac{\partial f_0}{\partial T}+\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial E_\mathrm{F}}\frac{\partial E_\mathrm{F}}{\partial\mathbf{r}}\qquad\frac{\partial f_0}{\partial T}=-\frac{E-E_\mathrm{F}}{T}\frac{\partial f_0}{\partial E}\qquad\frac{\partial f_0}{\partial E_\mathrm{F}}=-\frac{\partial f_0}{\partial E}$$

- 即可得

$$\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial\mathbf{r}}=-\frac{\partial f_0}{\partial E}\dot{\mathbf{r}}\cdot\left(\frac{E-E_\mathrm{F}}{T}\frac{\partial T}{\partial\mathbf{r}}+\frac{\partial E_\mathrm{F}}{\partial\mathbf{r}}\right)$$

- 电子导热将伴随着带电粒子的移动，将建立起内电场，所以仍需保留电场影响，即

$$-\frac{\partial f_0}{\partial E}\mathbf{v}\cdot\left(\frac{E-E_\mathrm{F}}{T}\frac{\partial T}{\partial\mathbf{r}}+\frac{\partial E_\mathrm{F}}{\partial\mathbf{r}}\right)-\frac{e\mathcal{E}}{\hbar}\cdot\hbar\mathbf{v}\frac{\partial f_0}{\partial E}=-\frac{f-f_0}{\tau}$$

$$f = f_0 + \frac{\partial f_0}{\partial E}\tau\mathbf{v}\cdot\left(e\boldsymbol{\mathcal{E}} + \frac{E-E_\mathrm{F}}{T}\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial E_\mathrm{F}}{\partial \mathbf{r}}\right)$$

- 利用在电场和温度梯度同时存在时分布函数的一级近似，按电流和热流的定义分别得到电流

$$\mathbf{J} = -\frac{1}{4\pi^3}\int ef\,\mathbf{v}d\mathbf{k} = -\frac{e}{4\pi^3}\int \tau\mathbf{v}\mathbf{v}\cdot\left(e\boldsymbol{\mathcal{E}} + \frac{E-E_\mathrm{F}}{T}\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial E_\mathrm{F}}{\partial \mathbf{r}}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}d\mathbf{k}$$

和热流

$$\mathbf{J}_Q = \frac{1}{4\pi^3}\int\left(E-E_\mathrm{F}\right)f\,\mathbf{v}d\mathbf{k} = \frac{1}{4\pi^3}\int\left(E-E_\mathrm{F}\right)\tau\mathbf{v}\mathbf{v}\cdot\left(e\boldsymbol{\mathcal{E}} + \frac{E-E_\mathrm{F}}{T}\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial E_\mathrm{F}}{\partial \mathbf{r}}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}d\mathbf{k}$$

- 这里，E-E_F作为被传递的热量
  - * 这两个积分比较复杂，但形式上可以按(E-E_F)不同幂，引入输运系数

- 先定义输运系数

$$\mathcal{L}_n = \frac{-1}{4\pi^3}\int \tau \mathbf{v}\mathbf{v}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(E-E_{\mathrm{F}}\right)^n d\mathbf{k}$$

后，可以比较简洁地写出电流和热流

$$\mathbf{J} = e^2\mathcal{L}_0\cdot\left(\boldsymbol{\mathcal{E}}+\frac{1}{e}\frac{\partial E_{\mathrm{F}}}{\partial \mathbf{r}}\right)+\frac{e}{T}\mathcal{L}_1\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}$$

$$\mathbf{J}_Q = -e\mathcal{L}_1\cdot\left(\boldsymbol{\mathcal{E}}+\frac{1}{e}\frac{\partial E_{\mathrm{F}}}{\partial \mathbf{r}}\right)-\frac{1}{T}\mathcal{L}_2\frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}$$

- 化学势的梯度是通过温度建立的内电场，因此与电场并列在一起
- $\mathcal{L}$是张量，简单起见，只考虑各向同性的情况

- 现在求$\mathcal{L}$，假定各向同性，只有对角元，则

$$\mathcal{L}_n = \frac{-1}{12\pi^3}\int \tau v_x^2 \frac{\partial f_0}{\partial E}\left(E-E_{\mathrm{F}}\right)^n d\mathbf{k}_\perp ds = \frac{-1}{12\pi^3}\int \tau v_x^2 \frac{\partial f_0}{\partial E}\left(E-E_{\mathrm{F}}\right)^n \frac{dE}{\left|\nabla_{\mathbf{k}}E\right|}ds$$

- 利用费米分布函数的性质，用**Sommerfeld**积分

$$\int Q(E)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)dE \approx Q(E_{\mathrm{F}}) + \frac{\pi^2}{6}\left(k_{\mathrm{B}}T\right)^2\left(\frac{\partial^2 Q}{\partial E^2}\right)\Bigg|_{E=E_{\mathrm{F}}}$$

- 得到

$$\mathcal{L}_0 \approx \frac{1}{12\pi^3}\int \tau v_x^2 \frac{ds_{\mathrm{F}}}{\left|\nabla_{\mathbf{k}}E\right|_{E_{\mathbf{F}}}} = \frac{\tau}{12\pi^3\hbar}\int v_x ds_{\mathrm{F}}$$

$$\mathcal{L}_1 \approx \frac{1}{3}\pi^2\left(k_{\mathrm{B}}T\right)^2\frac{\partial \mathcal{L}_0}{\partial E}$$

$$\mathcal{L}_2 \approx \frac{1}{3}\pi^2\left(k_{\mathrm{B}}T\right)^2\mathcal{L}_0$$

- 对电流热流的$\mathcal{L}$联立方程

$$J = e^2\mathcal{L}_0\left(\mathcal{E}_x + \frac{\partial E_F}{\partial x}\right) + \frac{e}{T}\mathcal{L}_1\frac{\partial T}{\partial x}$$

$$J_Q = -e\mathcal{L}_1\left(\mathcal{E}_x + \frac{\partial E_F}{\partial x}\right) - \frac{1}{T}\mathcal{L}_2\frac{\partial T}{\partial x}$$

$\mathcal{L}_0$的求解仍困难。仍然利用自由电子气的结果

- 对等温、等化学势，对电流，有

$$J = e^2\mathcal{L}_0\mathcal{E}_x$$

- 比较欧姆定律 $J = \sigma\mathcal{E}_x$

- 即可得 $\sigma = e^2\mathcal{L}_0$

- 金属热导率主要是电子贡献，而晶格热导则是次要的。按热导系数 χ 写出能量流，

$$J_Q = -\left(\chi \frac{\partial T}{\partial x}\right)_{J=0}$$

- 开路时，在电流热流的$\mathcal{L}$联立方程中， ***J*=0**，以此分离出电场+化学势求导项，就有

$$\left(\mathcal{E}_x + \frac{\partial E_{\mathrm{F}}}{\partial x}\right) = -\frac{1}{eT}\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_0}\frac{\partial T}{\partial x}$$

- 代入后式得

$$J_Q = \frac{1}{T}\left(\frac{\mathcal{L}_1^2}{\mathcal{L}_0} - \mathcal{L}_2\right)\frac{\partial T}{\partial x}$$

- 比较后得到传导电子对热传导系数的贡献(输运系数$\mathcal{L}$有关)

$$\chi = \frac{1}{T}\left(\mathcal{L}_2 - \frac{\mathcal{L}_1^2}{\mathcal{L}_0}\right)$$

思考题：为什么在开路情况下，传导电子能传输热流？

Wiederman-Franz定律

- 热导系数如果略去后一项，得

$$\chi \approx \frac{\mathcal{L}_2}{T} = \frac{1}{3T}\pi^2 (k_B T)^2 \mathcal{L}_0 = \frac{1}{3}\left(\frac{\pi k_B}{e}\right)^2 \sigma T$$

- 即**Lorenz**数为 $L = \frac{\chi}{\sigma T} = \frac{1}{3}\left(\frac{\pi k_B}{e}\right)^2$

- 于是可得 $\chi = \sigma T \left(L - \frac{\mathcal{L}_1^2}{\sigma T^2 \mathcal{L}_0} \right)$

- 因此后一项可认为是对**Lorenz**数的修正
  * 这是弹性散射的结果，要求能量的改变远小于 $k_B T$，即低温，电子主要受杂质散射

- 在高温时，主要受声子散射，电导率反比T，所以热导率基本与温度无关

3、热电势（Seebeck效应）

- 在电子导热过程中，电子—声子散射作用要复杂得多，不但要维持温度梯度，还要建立电场使电流为零——热电现象
- 电场下，电子加速，受声子散射形成稳定电流，测量电流有两种条件
  - * 等温条件：整个导体处于热平衡中
  - * 绝热条件：理想情况将出现
    - # 沿电流方向出现温度梯度
    - # 电流进口一端致冷，而出口升温
- 电子在电场和温度场同时存在下运动的结果

Seebeck效应

$$\mathbf{J} = e^2 \mathcal{L}_0 \cdot \left(\mathcal{E} + \frac{1}{e} \frac{\partial E_{\mathrm{F}}}{\partial \mathbf{r}} \right) + \frac{e}{T} \mathcal{L}_1 \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}$$

- **1822年Seebeck发现将不同导体1和2两端结合成环（热偶），接头处保持不同温度T’和T”，那么环路中将有电流通过，即存在电动势**

  ——温差电动势

- **前面的温度梯度引起的电场可以解释这个现象**

$$\mathcal{E}_x = S \frac{\partial T}{\partial x}$$

- **令上面电流为零，并假定化学势处处相等，则可得热电动势*S***

$$S = -\frac{1}{eT} \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_0}$$

- 由前面$\mathcal{L}_1 \approx \frac{1}{3}\pi^2 (k_B T)^2 \frac{\partial \mathcal{L}_0}{\partial E}$ 和 $\sigma = e^2 \mathcal{L}_0$
- 得 $$S = -\frac{1}{eT}\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_0} = -\frac{\pi^2}{3}\frac{k_B^2 T}{e}\frac{\partial \ln \sigma}{\partial E}\bigg|_{E=E_F}$$
- 该式形式简单，实际复杂，电导率是对费米面积分，在等能面为球面，而弛豫时间又是各向同性情况下，利用 $$\sigma = \frac{ne^2 \tau(E_F)}{m^*}$$
- 和 $$n(E) = \int_{-\infty}^{E_F} N(E) dE$$
- 得热电动势 $$S = \frac{\pi^2}{3}\frac{k_B^2 T}{e}\left(\frac{N(E)}{n} + \frac{1}{\tau}\frac{\partial \tau}{\partial E}\right)_{E_F}$$

- 利用自由电子气体的态密度，

$$N\left(E_{\mathrm{F}}\right)=\frac{3}{2nE_{\mathrm{F}}}$$

- 略去对弛豫时间的导数，得

$$S=\frac{\pi^2}{3}\frac{3}{2}k_{\mathrm{B}}\frac{k_{\mathrm{B}}T}{E_{\mathrm{F}}}\frac{1}{e}=c_{Ve}$$

- 这正是电子对比热的贡献
  - ＊ 电子由低温跨越单位梯度进入高温时所吸收的热量

思考题：能不能用自由电子气体模型定性说明热电现象？

4、Hall系数和磁阻

$$\dot{\mathbf{r}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}+\dot{\mathbf{k}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{碰撞}$$

- 稳定时， Boltzmann方程的第一项为零。对电子状态改变

$$-\frac{e}{\hbar}\left(\mathcal{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right)\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}}=-\frac{f-f_0}{\tau}$$

- 假定线性响应，

$$\frac{e}{\hbar}\mathcal{E}\cdot\frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}}=\frac{e}{\hbar}\mathcal{E}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{k}}$$

- 对f_0，有

$$\left(\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right)\cdot\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{k}}=\left(\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right)\cdot\mathbf{v}\frac{\partial f_0}{\partial E}=0$$

- 所以

$$-\frac{e}{\hbar}\mathcal{E}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{k}}=--\frac{f_1}{\tau}+\frac{e}{\hbar}\left(\mathbf{v}\times\mathbf{B}\right)\cdot\frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{k}}$$

- 或仅考虑电场

$$f_1=\frac{e\tau}{\hbar}\mathcal{E}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{k}}=e\tau\mathcal{E}\cdot\mathbf{v}\frac{\partial f_0}{\partial E}$$

- 假定同时考虑电、磁场时解的形式类似(**D**待定)

$$f_1 = e\tau \mathbf{v}\cdot\mathbf{D}\frac{\partial f_0}{\partial E}$$

- 代入后得 $\mathbf{v}\cdot\mathcal{E} = \mathbf{v}\cdot\mathbf{D} - \frac{e\tau}{m^*}(\mathbf{v}\times\mathbf{B})\cdot\mathbf{D}$

- 矢量运算后 $\mathcal{E} = \mathbf{D} - \frac{e\tau}{m^*}\mathbf{B}\times\mathbf{D}$

- 稳态电流密度

$$\mathbf{J} = -\frac{e}{4\pi^3}\int f_1 \mathbf{v} d\mathbf{k} = \frac{e^2}{4\pi^3}\int \tau\mathbf{v}(\mathbf{v}\cdot\mathbf{D})\left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\frac{ds_{\mathrm{F}}}{\hbar\mathbf{v}} dE$$

- 利用 $\mathbf{J} = \sigma_0\mathbf{D}$ 和 $\rho_0 = 1/\sigma_0$ ，前式成

$$\mathcal{E} = \rho_0\mathbf{J} - \frac{e\tau}{m^*}\rho_0\mathbf{B}\times\mathbf{J}$$

- 对 $$\mathcal{E} = \rho_0 \mathbf{J} - \frac{e\tau}{m^*} \rho_0 \mathbf{B} \times \mathbf{J}$$

- 沿电流方向 $$\mathcal{E}_{//} = \rho_0 \mathbf{J}$$

- 磁场不改变样品电阻，磁电阻为零，与实验不符

- 如**B**与**J**垂直，横向**Hall**场为

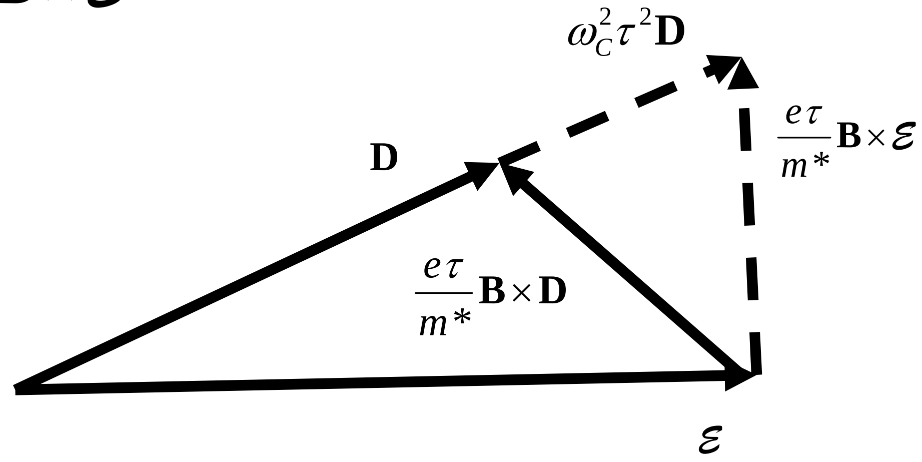
$$\mathcal{E}_{\mathbf{H}} = -\frac{e\tau}{m^*} \rho_0 BJ$$

- **Hall**系数为 $$R_{\mathrm{H}} = -\frac{e\tau}{m^*} \rho_0 = -\frac{1}{ne}$$

磁电阻效应

- 磁电阻为零于实验不符，原因是把所有电子假定同样速度、有效质量、弛豫时间。实际情况并不如此。现看由此引起的效应
- 由 $\mathcal{E} = \mathbf{D} - \frac{e\tau}{m^*}\mathbf{B}\times\mathbf{D}$ 可得解为(可以将**D**代入验证)

$$\mathbf{D} = \frac{1}{1+\omega_c^2\tau^2}\mathcal{E} + \frac{e\tau/m^*}{1+\omega_c^2\tau^2}\mathbf{B}\times\mathcal{E}$$



双能带模型→磁电阻效应

- 假定两种载流子在不同能带中，有不同有效质量，总电流为两种载流子电流和

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 = \sigma_{10}\mathbf{D} + \sigma_{20}\mathbf{D}$$

- **B**=***B*z**

$$J_x = \left(\frac{\sigma_{10}}{1+\omega_{c1}^2\tau_1^2} + \frac{\sigma_{20}}{1+\omega_{c2}^2\tau_2^2}\right)E_x - \left(\frac{\sigma_{10}\omega_{c1}\tau_1}{1+\omega_{c1}^2\tau_1^2} + \frac{\sigma_{20}\omega_{c2}\tau_2}{1+\omega_{c2}^2\tau_2^2}\right)E_y$$

- **0→**

$$\mathbf{J} = \left(\frac{\sigma_{10}}{1+\omega_c^2\tau_1^2} + \frac{\sigma_{20}}{1+\omega_c^2\tau_2^2}\right)\mathcal{E} + \left(\frac{\sigma_{10}e\tau_1/m_1^*}{1+\omega_c^2\tau_1^2} + \frac{\sigma_{20}e\tau_2/m_2^*}{1+\omega_c^2\tau_2^2}\right)\mathbf{B}\times\mathcal{E}$$

$$J_y = \left(\frac{\sigma_{10}\omega_{c1}\tau_1}{1+\omega_{c1}^2\tau_1^2} + \frac{\sigma_{20}\omega_{c2}\tau_2}{1+\omega_{c2}^2\tau_2^2}\right)E_x + \left(\frac{\sigma_{10}}{1+\omega_{c1}^2\tau_1^2} + \frac{\sigma_{20}}{1+\omega_{c2}^2\tau_2^2}\right)E_y$$

- 横向电流为零，可得$\boldsymbol{E}_{\mathbf{y}}$，低场下 $\omega_{ci}\tau_i << 1,\ i = 1,2$

- 按定义 $$R_{\mathrm{H}} = \frac{E_y}{BJ_x} = \frac{\sigma_{10}^2 R_{\mathrm{H1}} + \sigma_{20}^2 R_{\mathrm{H2}}}{\left(\sigma_{10} + \sigma_{20}\right)^2}$$

- 令 $$A_i = \frac{\sigma_{i0}}{1+\omega_{ci}^2\tau_i^2},\ C_i = \frac{\sigma_{i0}\omega_{ci}\tau_i}{1+\omega_{ci}^2\tau_i^2},\ i = 1,2$$

- 得 $$\rho = \frac{E_x}{J_x} = \frac{A_1 + A_2}{\left(A_1 + A_2\right)^2 + \left(C_1 + C_2\right)^2}$$

- 利用 $\omega_{ci} = eB/m_i^*$，令 $\mu_i = e\tau_i/m_i^*$ $$\rho_0 = \frac{1}{\sigma_{10} + \sigma_{20}}$$

- 经运算可得磁阻为

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\sigma_{10}\sigma_{20}\left(\mu_1 - \mu_2\right)^2 B^2}{\left(\sigma_{10} + \sigma_{20}\right)^2 + \left(\mu_1\sigma_{10} + \mu_2\sigma_{20}\right)^2 B^2}$$

思考题：电场和磁场，哪种对分布函数的改变影响大？

→视野拓展→超导电现象

- 晶格振动(声子)对电子的散射是电阻的根源！
- 但是，电子与声子作用，在一定条件下能形成所谓的Cooper对→超导态
  - * **Cooper**电子对受声子散射不会改变总动量→无电阻
  - * 如果**Cooper**被拆散，超导态将变成正常态→有电阻

本讲要点

$$\chi = \frac{1}{T}\left(\mathcal{L}_2 - \frac{\mathcal{L}_1^2}{\mathcal{L}_0}\right) \approx \frac{1}{3}\left(\frac{\pi k_\mathrm{B}}{e}\right)^2 \sigma T$$

- 热导率
  - * 热流伴随着电流和热电效应
  - * 金属中热导主要是电子的贡献，晶格振动是次要的
- 热电势
  - * 在电子导热过程中，电子—声子散射作用要复杂得多，不但要维持温度梯度，还要建立电场使电流为零
- 磁阻
  - * 两种载流子，不同有效质量

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\sigma_{10}\sigma_{20}\left(\mu_1 - \mu_2\right)^2 B^2}{\left(\sigma_{10} + \sigma_{20}\right)^2 + \left(\mu_1\sigma_{10} + \mu_2\sigma_{20}\right)^2 B^2}$$

新引入概念

- 输运系数
- 温差电动势
- **Seebeck**效应
- 磁阻

思考题

1. 为什么在开路情况下，传导电子能传输热流？为什么？
2. 能不能用自由电子气体模型定性说明热电现象？为什么？
3. 电场和磁场，哪种场对分布函数的改变影响大？为什么？

习题

30. (书中6.4题)如有浓度和电荷分别为n_1e_1和n_2e_2两种载流子存在时，给出低场时霍尔系数的表示式。当$n_1e_1+n_2e_2=0$，即两种载流子相补偿时，情况又如何？

课堂讨论题：剩余电阻与温度无关的原因是什么？