

Chapter 9.

Fermi Surfaces and Metals

완전 free electron 에서 어떻게 Fermi surface를 만드나?

Reduced Zone scheme

항상 Bloch fuction을 first zone 으로 옮길 수 있다.

$$\begin{aligned} \Psi_{K'}(\vec{r}) &= \exp [i(\vec{k}' \cdot \vec{r})] U_{\vec{k}'}(\vec{r}) & \vec{K} &= \vec{K}' + \vec{G} \\ &= \exp [i(\vec{k} \cdot \vec{r})] \cdot \exp [-i(\vec{G} \cdot \vec{r})] U_{\vec{k}}(\vec{r}) \\ &= \exp [i(\vec{k} \cdot \vec{r})] \cdot U_{\vec{k}}(\vec{r}) \\ &= \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad \exp [-i\vec{G} \cdot \vec{r}] U_{\vec{k}}(\vec{r}) \end{aligned}$$

periodic in the crystal lattice

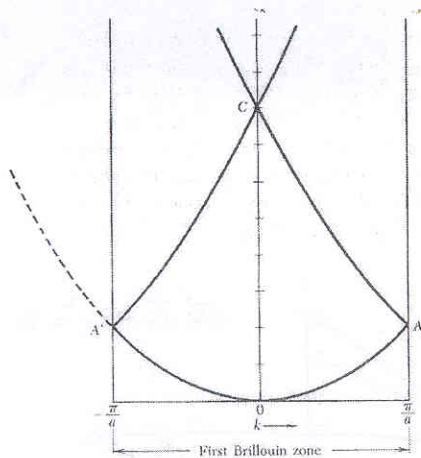


Figure 3 Energy-wavevector relation $\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ for free

⇒[예]

에너지는 다를 수 있다.

K는 같게 하려면 Energy는 다를 수 있다.

$\exp [i(\vec{K} + \vec{G}) \cdot \vec{r}]$ 들의 different combination 들로 만들어 진다.

$$\begin{aligned} \Psi_{n,K} &= \exp [i\vec{K} \cdot \vec{r}] U_{n,K}(\vec{r}) \\ &= \sum_{\vec{G}} C_{\vec{r}}(\vec{K} + \vec{G}) \exp [i(\vec{K} + \vec{G}) \cdot \vec{r}] \end{aligned}$$

Periodic Zone scheme

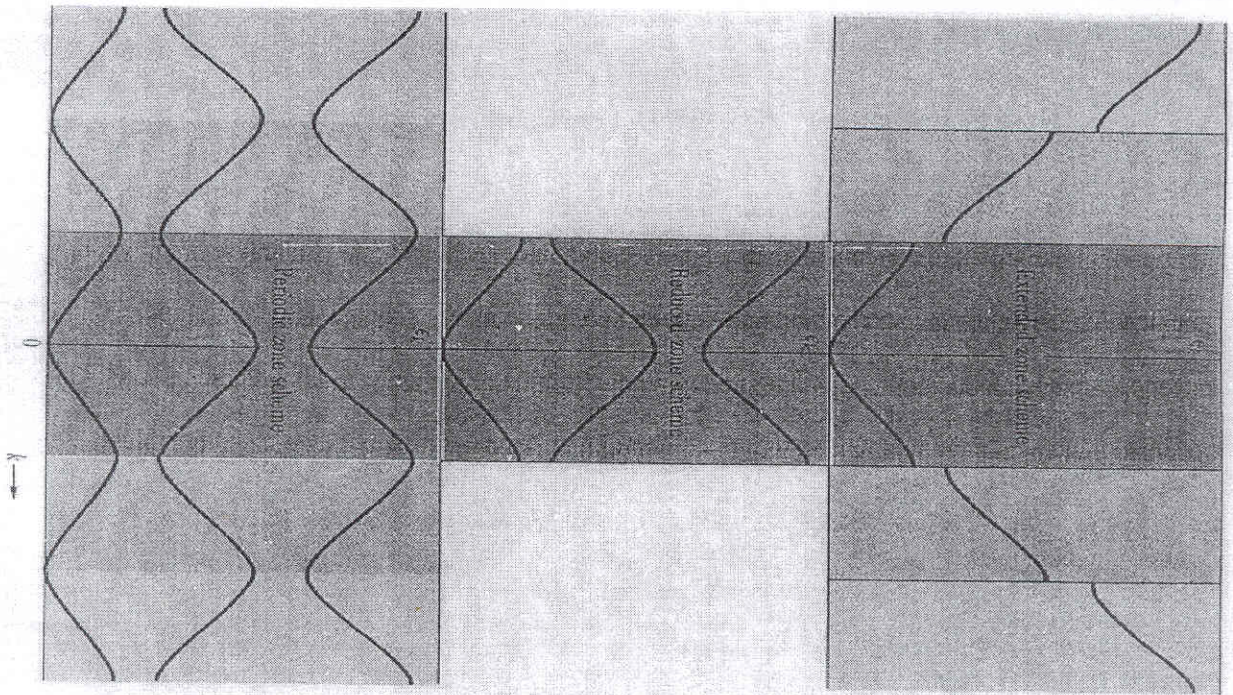
Brillouin Zone 을 모든 wavevector space에 periodically 만든다.

에너지는 같게 하고 $\epsilon_{\vec{K}} = \epsilon_{\vec{K} + \vec{G}}$.

Tight binding approximation

$$\epsilon_K = -\alpha - 2\gamma(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a)$$

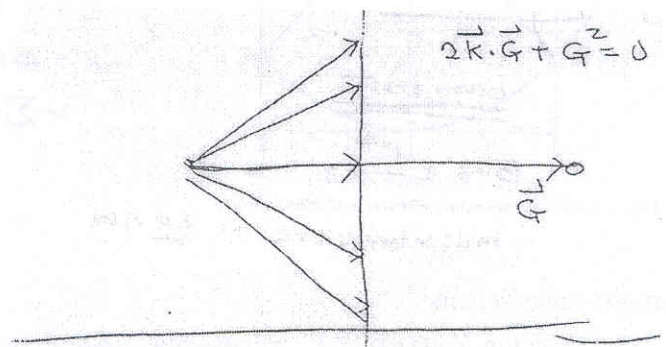
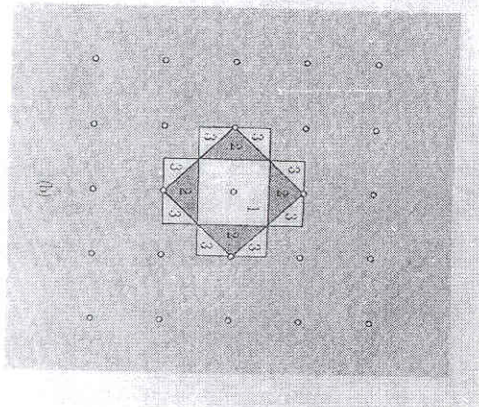
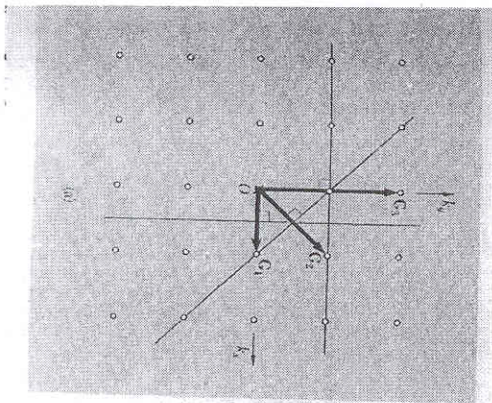
$$\vec{G} = \frac{2\pi}{a} \quad , \quad \cos k_x a \rightarrow \cos(k_x + \frac{2\pi}{a})a = \cos(k_x a + 2\pi)$$



Construction of Fermi surface

Zone boundary 는

Bragg condition에 의해 결정



Arbitrary electron concentration

G의 반에서 수직을 그으면 된다.

Electron orbit , Hole orbit , open orbit

B field를 가하면 Fermi surface 상의 electron이 움직인다.

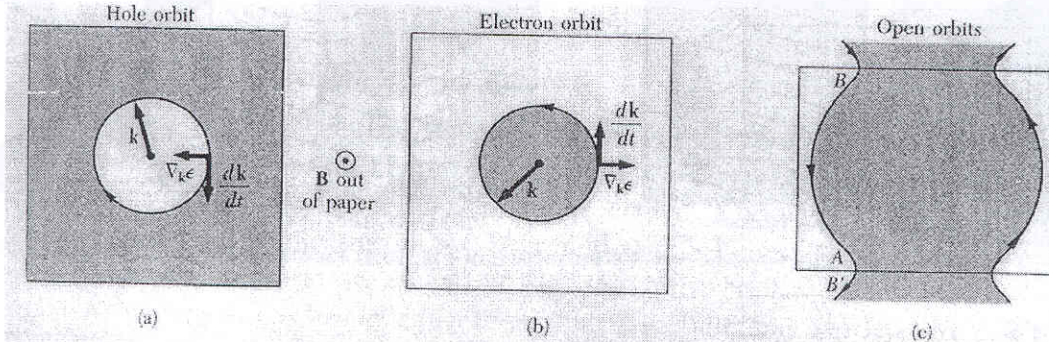


Figure 12 Motion in a magnetic field of the wave vector of electrons

Energy band 구하는 법

세가지 방법 제시

1. tight binding method
2. Wigner - Seitz method
3. Pseudo potential method

Tight binding method for Energy band

neutral separated atom 부터 시작하자.

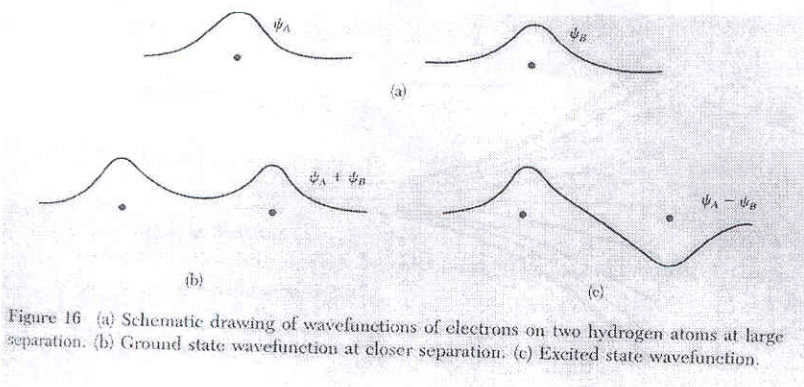
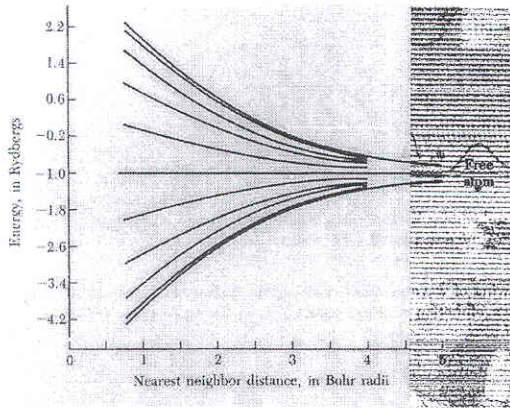


Figure 16 (a) Schematic drawing of wavefunctions of electrons on two hydrogen atoms at large separation. (b) Ground state wavefunction at closer separation. (c) Excited state wavefunction.

둘이 합치면 $\Psi_A + \Psi_B$ 전자가 중간에 있는 시간이 많다.
 ; 에너지가 낮다. binding energy가 증가한다.
 $\Psi_A - \Psi_B$ 가운데에 있는 시간이 적다. ; binding energy가 거의 없다.

두 개가 합쳐지면 두 개의 분리된 level이 생긴다.

N 개가 합쳐지면 N 개의 분리된 level이 생긴다.



⇒ spread 되면서 band를 이룬다.

이때 band의 width 는 옆 atom과의 overlap interaction 에 비례한다.

s.p.d 가 서로 붙어 band를 이룬다.

tight binding 또는 linear combination of atomic orbits.

-inner electrons of atom : 매우 좋은 approximation d 이다. (transition metal의 d band)

-outer electrons of atom : 잘 안 맞는 수가 있다. (conduction metal의 d band)

$$\Psi_{\mathbf{K}}(\vec{r}) = \sum_j C_{jk} \varphi(\vec{r} - \vec{r}_j)$$

block form : $C_{jk} = N^{-\frac{1}{2}} \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r}_j)]$

$$\begin{aligned} \Psi_{\mathbf{K}}(\vec{r} + \vec{T}) &= N^{-\frac{1}{2}} \sum_j \exp[i(\vec{K} \cdot \vec{r}_j)] \varphi(\vec{r} + \vec{T} - \vec{r}_j) \\ &= N^{-\frac{1}{2}} \exp[i(\vec{K} \cdot \vec{T})] \sum_j \exp[i(\vec{K} \cdot (\vec{r}_j - \vec{T}))] \varphi(\vec{r} + \vec{r}_j - \vec{T}) \\ &= \exp[i\vec{K} \cdot \vec{T}] \Psi_{\mathbf{K}}(\vec{r}) \quad \text{Bloch condition 을 만족한다.} \end{aligned}$$

$$\langle \mathbf{K} | H | \mathbf{K} \rangle = N^{-1} \sum_j \sum_m \exp[i\vec{K} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_m)] \langle \varphi_m | H | \varphi_j \rangle$$

writing $\vec{\rho}_m \equiv \vec{r}_m - \vec{r}_j$
 $\varphi_m = \varphi(\vec{r} - \vec{r}_m)$

$$= N^{-1} \sum_j \sum_m \exp[i\vec{K} \cdot (-\vec{\rho}_m)] \int dv \varphi^*(\vec{r} - \vec{\rho}_m) H \varphi(\vec{r})$$

$$\begin{aligned} \text{pf. } & N^{-1} \sum_j \sum_m \exp[i\vec{K} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_m)] \int dv \varphi^*(\vec{r} - \vec{r}_m) H \varphi(\vec{r} - \vec{r}_j) \\ &= N^{-1} \sum_j \sum_m \exp[i\vec{K} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_m)] \int dv \varphi^*(\vec{r} - \vec{r}_m + \vec{r}_j) H \varphi(\vec{r}) \\ &= N^{-1} \sum_{j,m} \exp[i\vec{K} \cdot (-\vec{\rho}_m)] \int dv \varphi^*(\vec{r} - \vec{\rho}_m) H \varphi(\vec{r}) \end{aligned}$$

자신, 옆에 것만 한다. $N^{-1} = 1$

$$\int dv \varphi^*(\vec{r}) H \varphi(\vec{r}) = -\alpha, \quad \int dv \varphi^*(\vec{r} - \vec{\rho}_m) H \varphi(\vec{r}) = -\gamma$$

$$\epsilon = \langle \mathbf{K} | H | \mathbf{K} \rangle = -\alpha - \gamma \sum_m \exp[-i\vec{K} \cdot \vec{\rho}_m]$$

수소인 경우 1s state를 넣는다.

$$\gamma(R_y) = 2\left(1 + \frac{\rho}{a_0}\right) \exp\left[-\frac{\rho}{a_0}\right]$$

For Simple cubic structure, the nearest neighbor atoms are at

$$\rho_m = (\pm a, 0, 0) : (0, \pm a, 0) : (0, 0, \pm a)$$

$$\varepsilon_k = -\alpha - 2\gamma(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a)$$

$$ka \ll 1, \varepsilon_k \approx -\alpha - 6\gamma + \gamma k^2 a^2$$

effective mass $m^* = \frac{\hbar^2}{2\gamma a^2}$

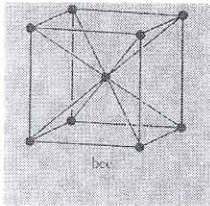
$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \gamma^2 a^2 k^2 \Rightarrow m = \frac{\hbar^2}{2a^2 \gamma^2}$$

$$-\frac{\pi}{a} < k_x < \frac{\pi}{a} : \text{Zone volume is } \frac{8\pi^3}{a^3}$$

volume 하나에 있는 orbital의 수 $\frac{V^3}{4\pi^3}$ in volume

1. For the [BCC] structure with nearest hbds

$$\varepsilon_K = -\alpha - 8\gamma \cos \frac{1}{2} k_x a \cdot \cos \frac{1}{2} k_y a \cdot \frac{1}{2} \cos k_z a$$



$$\text{pf. } \left(\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right), \left(\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, -\frac{a}{2}\right), \left(\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right), \left(\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}\right),$$

$$\left(-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right), \left(-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, -\frac{a}{2}\right), \left(-\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right), \left(-\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}\right)$$

$$\varepsilon = -\alpha - \gamma \sum \exp[-i \vec{K} \cdot \vec{\rho}_m]$$

$$= -\alpha - \gamma (\exp[-i(k_x \frac{a}{2} + k_y \frac{a}{2} + k_z \frac{a}{2})] + \exp[-i(k_x \frac{a}{2} + k_y \frac{a}{2} - k_z \frac{a}{2})])$$

$$+ \exp[-i(k_x \frac{a}{2} - k_y \frac{a}{2} + k_z \frac{a}{2})] + \exp[-i(k_x \frac{a}{2} - k_y \frac{a}{2} - k_z \frac{a}{2})])$$

$$+ \exp[-i(-k_x \frac{a}{2} + k_y \frac{a}{2} - k_z \frac{a}{2})] + \exp[-i(-k_x \frac{a}{2} + k_y \frac{a}{2} + k_z \frac{a}{2})])$$

$$+ \exp[-i(-k_x \frac{a}{2} - k_y \frac{a}{2} + k_z \frac{a}{2})] + \exp[-i(k_x \frac{a}{2} - k_y \frac{a}{2} - k_z \frac{a}{2})])$$

$$= -\alpha - 8\gamma \cos \frac{1}{2} k_x a \cdot \cos \frac{1}{2} k_y a \cdot \frac{1}{2} \cos k_z a$$

II.[FCC]에서는

$$\epsilon = -\alpha - 4\gamma \left(\cos \frac{1}{2} k_y a \cdot \cos \frac{1}{2} k_z a + \cos \frac{1}{2} k_z a \cdot \cos \frac{1}{2} k_x a + \cos \frac{1}{2} k_x a \cdot \cos \frac{1}{2} k_y a \right)$$

Wigner - Seitz Method

alkali metal : electron wave function of free atoms nearly free electron

Bloch wave fct. 이 만족하는 wave equation:

$$\left[\frac{1}{2m} p^2 U(\vec{r}) \right] \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_k(\vec{r}) = \epsilon_k \cdot \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_k(\vec{r})$$

$$\text{with } \vec{p} = -i\hbar \nabla$$

$$p \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_k(\vec{r}) = \hbar \vec{k} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_k(\vec{r}) + \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] p U_k(\vec{r})$$

$$p^2 \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_k(\vec{r}) = (\hbar \vec{k})^2 \cdot \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_k(\vec{r}) + \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] (2\hbar \vec{k} \cdot \vec{p}) U_k(\vec{r}) + \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] p^2 U_k(\vec{r})$$

$$\therefore \left(\frac{1}{2m} (\vec{p} + \hbar \vec{k})^2 + U(\vec{r}) \right) U_k(\vec{r}) = \epsilon_k U_k(\vec{r})$$

$k = 0$ 이면 $\Psi_0 = U_1(\vec{r})$

ion core를 보고 있다. 거의 wave fct. of free atom 이 같다.

$K = 0$ 일 때 nondegenerate solution will have the fully symmetry of crystal.

$$\left(\frac{1}{2m} p^2 + U \right) U_0 = \epsilon_0 U_0$$

$K \neq 0$ 일때 $\Psi_k(\vec{r}) = \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_0(\vec{r})$

이 form이 Bloch form 이나 해는 아니다. k 가 작으므로

$\hbar^2 k^2$ 은 없어지고 $\vec{p} \cdot \vec{k}$ 항이 남는데 perturbation 으로 풀어야 한다.

$\vec{K} \cdot \vec{p}$ 만 없으면 Ψ_K 가 solution 일 것이다.

$\vec{K} \cdot \vec{p}$ 는 perturbation 으로 풀자 증명하자.

이 식은 plane wave solution 보다 훨씬 좋은 approximation 이다.

안 예서는 $U_0(\vec{r})$ 이 정확하다.

$$\left[\frac{1}{2m} p^2 + U(\vec{r}) \right] U_0(\vec{r}) = \epsilon_0 U_0(\vec{r})$$

만약 $\Psi_k = \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_0(\vec{r})$ 이면

$$\left[\frac{1}{2m} (p^2 + \hbar^2 k^2) + U(r) \right] U_0(r) = \epsilon_0 U_0(r)$$

energy expectation value 는 $\epsilon_0 + \frac{1}{2m} (\hbar^2 k^2)$

$U_0(\vec{r})$ 은 charge distribution 이 Wigner가 U_0 구하는 방법 개발

Wigner Seitz가 U_0 로 알아내는 매우 accurate 한 방법만 고안

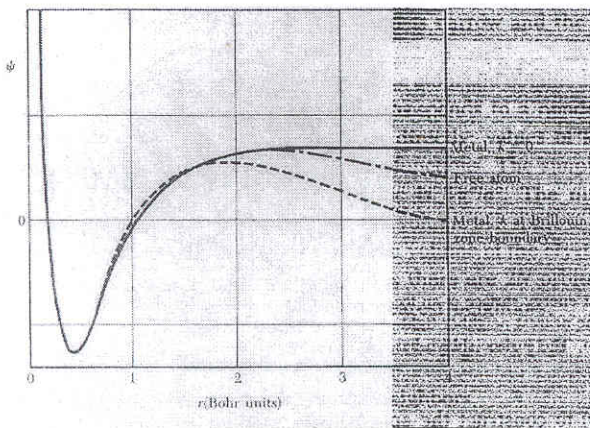
metallic

3S

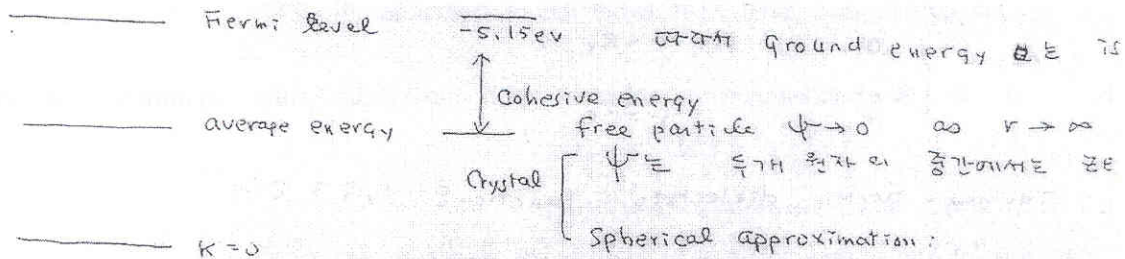
solidum

wave fct. 은 atomic volume 0.9 정도에서 constant 이고

ion core에서는 oscillation 을 많이 한다.



3s metal 은 zone boundary에 까지 electron을 갖고 있지 않다. 따라서 ground energy는 isolated atom 보다 작다.



crystal Ψ 는 두개 원자의 중간에서는 zero가 된다.

spherical approximation :

Wigner - Seitz boundary condition

spherical approximation $\left(\frac{d\Psi}{dr} \right)_{r_0} = 0$, $r_0 = 2.08 \text{ \AA}$

$$\frac{N \cdot \text{distance}}{2} = 1.86 \text{ \AA}$$

sodium, $\Psi_k = \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] U_0(r)$, $\epsilon_k = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

$\epsilon_0 = -8.2 \text{ eV}$ 이므로 average K.E.는

$\langle \epsilon_k \rangle = -0.2 + 0.9 = -6.3 \text{ eV}$ free atom의 valence electrons

Sodium metal은 stable by about 1.1 eV
실험 1.13 eV

경우는 -5.15 eV 이다.

Pseudopotential Method

Wave fct. 멀 때 (즉 ion 과 ion 사이에 있을 때) smoothly varying

core 근처일 때에는 매우 복잡하다. 그러나 core 근처에서의 wave fct.에 수직
예: 3s Na

1s (no node)

2s (one node) \therefore 3s는 node가 두개 이어야 한다.

outside free particle과 같다. potential coulomb 그러나 매우 screening 되어있다.

Conduction energy를 $\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ 이라 할 수 있다.

그러나 core 근처에서는 plane 같지는 않다. 매우 다름.

U(r): free at outside

inside에서는 경험적으로 potential을 잡자.

Unscreened Potential을 잡기도 한다.

예 :

$$U(r) = 0 \quad \text{for } r < R_e$$

$$= \frac{-e^2}{r} \quad \text{for } r > R_e$$

Thomas - Fermi dielectric function을 잡을 수 있다.

Pseudo potential은 free potential 보^다 작을 수 있지만 adjust하며 밖에서는 Ψ 가 identical 해야 한다. Fourier component U(G) 중 몇 개만 필요하다.

U(G)를 이론에서 계산하여 optical reflectance and absorption으로 구한다. 이후 band structure, cohesive energy, lattice constant, bulk moduli 등을 구한다.

Experimental methods in Fermi surface studies

- magnetoresistance
- anomalous skin effect
- cyclotron resonance
- magneto - acoustic geometric effect
- shubnikov - de Haas-van Alphen effect
- positron annihilation
- compton scattering
- Kohn effect

초전도연구단
단장 이성익

de Haas - van Alphen effect : characteristic periodicity in $\frac{1}{B}$

Quantization of orbital in a Magnetic field

$$P = P_{kin} + P_{field}$$

$$= \hbar \vec{k} + \frac{q\vec{A}}{c}$$

Semi classical approach

orbit 가 magnetic field에 의해 quantizes되어 있다고 가정

[by angular momentum conservation]

$$\oint \vec{p} \cdot d\vec{r} = (n + \gamma) 2\pi\hbar$$

n : integer

γ : phase correction [free electron $\frac{1}{2}$]

$$\oint \vec{p} \cdot d\vec{r} = \oint \hbar \vec{k} \cdot d\vec{r} + \frac{q}{c} \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B}$$

$$\hbar \vec{k} = \frac{q}{c} \vec{r} \times \vec{B}$$

$$\oint \hbar \vec{k} \cdot d\vec{r} = \frac{q}{c} \oint \vec{r} \times \vec{B} \cdot d\vec{r} = -\frac{q}{c} \vec{B} \cdot \int \vec{r} \times d\vec{r} = -\frac{q}{c} \Phi$$

$$\therefore \oint \vec{p} \cdot d\vec{r} = -\frac{q}{c} \Phi = (n + \gamma) 2\pi\hbar$$

$$\Phi_n = (n + \gamma) \cdot \left(\frac{2\pi\hbar c}{e} \right)$$

de Haas - van Alphen effect

$$r = \frac{\hbar c}{eB} k$$

k space에서 Area

$$\Delta \mathcal{V} = \frac{\hbar c}{eB} \Delta k$$

$$A_n = \left(\frac{\hbar c}{eB} \right)^2 S_n$$

$$\therefore \Phi_n = B \cdot A_n$$

$$= B \left(\frac{\hbar c}{eB} \right)^2 S_n$$

$$= \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^2 \frac{S_n}{B}$$

$$= (n + \gamma) \frac{2\pi\hbar c}{e}$$

the area of an orbit in \vec{k} space

$$S_n = (n + \gamma) \frac{2\pi e}{\hbar c} B$$

Electron in magnetic field

$$H = \frac{p^2}{2m} + U$$

$$= \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + U$$

Take $U=0$

$$\vec{B} = B \hat{z} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{A} = (0, Bx, 0)$$

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\nabla - \frac{e}{i\hbar c} \vec{A} \right)^2$$

$$= \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{eBx}{i\hbar c} \right)^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\}$$

$$H u = -\frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(i\hbar k_y + \frac{ieBx}{\hbar c} \right)^2 \right\} u$$

$$= \left(E - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right) u$$

$$E = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega$$

$$\omega = \frac{\hbar e B}{m \hbar c} = \frac{Be}{mc}$$

B를 증가시키면 하나씩 증가, Area를 일정하게 하자.

$$\frac{S}{B_n} = (n + \gamma) \frac{2\pi e}{\hbar c}$$

$$S \left(\frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} \right) = \frac{2\pi e}{\hbar c}$$

de Haas - van Alphen effect

[by experiment, we can know about what is Fermi Surface]

Magnetic field의 함수로 metal의 magnetic moment가 oscillation 한다.

low temp. 에서 관측가능

$$\Delta s = s_n - s_{n-1} = \frac{2\pi e B}{\hbar c}$$

$$D = \frac{2\pi e B}{\hbar c} \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 = \rho B$$

$$\text{where } \rho = \frac{eL^2}{2\pi\hbar c} : \text{Landau level 이라 한다.}$$

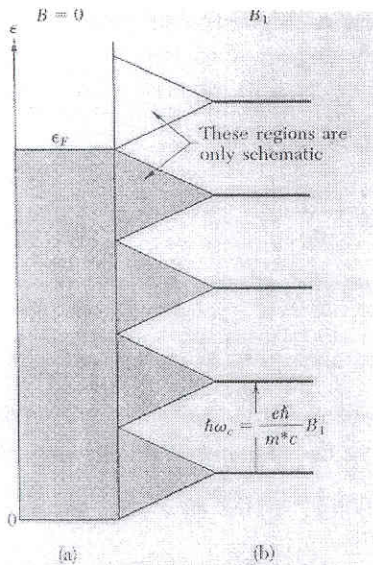


Figure 23 Explanation of the de Haas

ϵ_F [Fermi level]은 B의존도는 dramatic.

S까지 차있다. (Landau level이 s까지 차있다.)

s+1 은 partially field

B field 증가 Fermi level이 s로 온다. Quantum number가 갑자기 하나 준다.

이 때가 되면 $s * \phi * B_s = N$

<레벨의 그림이 있음>

single level에 있는 level 수

$$\text{Landau level } E_n = \left(n - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad \text{where } \omega_c = \frac{eB}{mc}$$

n=1 에서 시작하자.

$$\sum_{n=1}^s D \hbar \omega_c (n - \frac{1}{2}) = \frac{1}{2} D \hbar \omega_c s^2$$

D : number of electrons in the lower filled level.

s 번째에 있다. $(s + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c [N - s \rho B]$

Magnetic moment

$$\mu = - \frac{\partial u}{\partial B} \text{ 는 } 1/B \text{ 로 oscillation 한다.}$$

oscillation의 interval

$$\Delta(\frac{1}{B}) = \frac{2\pi e}{\hbar c s'}$$

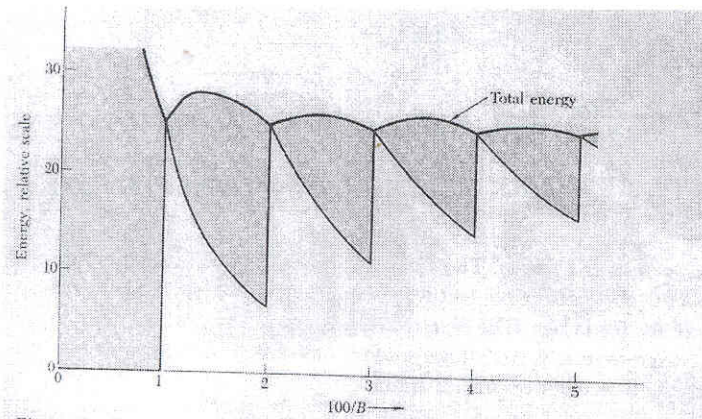
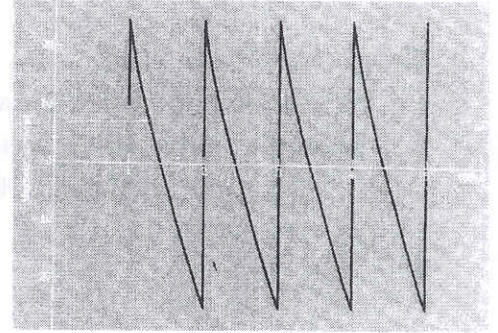


Figure 26 The upper curve is the total electronic energy versus $100/B$.



Fermi surface of copper
monovalent metal

$$k_f = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}} = (3\pi^2 \frac{4}{a^3})^{\frac{1}{3}} \approx \frac{4.990}{a}$$

$$50\hbar\omega = 100 * \hbar\omega / 2$$

fcc $n = \frac{4}{a^3}$ Brillion zone 에서 가장 짧은 거리

$B_1 = 100$ 일때 100개가 들어있다.

$$(\frac{2\pi}{a}) \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} = \frac{10.88}{a}$$

$B_2 = 50$ 일때 50개가 들어있다.

Gold Fermi surface

Magnetic moment가 $2 * 10^{-9} \text{ gauss}^{-1}$ 의 period 를 갖는다.

extremal orbit of area

$$S = \frac{(\frac{2\pi e}{\hbar c})}{\Delta(\frac{1}{B})} \approx \frac{9.55 * 10^7}{2 * 10^{-9}} = 4.8 * 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

$$k_f = 1.2 * 10^8 \text{ cm}^{-2} \quad \text{gold}$$

Area $\pi k_f^2 = 3.14 * 1.44 * 10^{16} \text{ cm}^2$ free electron Fermi sphere
 $4.5 * 10^{16} \text{ cm}^2$

Aluminum : first zone 을 완전히 채우고 2nd, 3rd zone으로 간다.
 Fermi surface가 매우 복잡하다.

Magnetic breakdown

high magnetic field : 원운동 free particle orbit band가 중요하지 않다.

low magnetic field : $\frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{e}{\hbar^2 c} \nabla_k \epsilon \times \vec{B}$:

이것이 깨질 때를 magnetic breakdown 이라 한다.
 magnetoresistance의 변화.

Breakdown condition

Mg : splitting이 10^{-3} eV

$$\hbar \omega_c \cdot \epsilon_F > E_g^2$$

gap을 $\epsilon_F \sim 10 \text{ eV}$

$$\hbar \omega_c > 10^{-5} \text{ eV}$$

breakdown condition

$$\text{or } B > 1020 \text{ G}$$

$$\begin{aligned} \hbar \omega_c > \frac{E_g^2}{\epsilon_F} &= \frac{(10^{-3})^2 \text{ eV}}{10 \text{ eV}} \\ &= 10^{-7} \text{ eV} \end{aligned}$$

초전도연구단
 단장 이성익