ELEKTRON BEBAS
GAS FERMI

Rita Prasetyowati
Fisika FMIPA UNY

2011

Larangan Pauli, Statistik Fermi-Dirac

Tidak Ada Dua atau Lebih Elektron dalam Satu Sistem Memiliki Energi yang Tepat Sama

MEKANIKA KUANTUM → Dalam Suatu Sistem Fisika Tidak Ada Dua Elektron atau Lebih Dicirikan oleh Perangkat Bilangan Kuantum yang Tepat Sama

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}}$$

Teori Sommerfeld

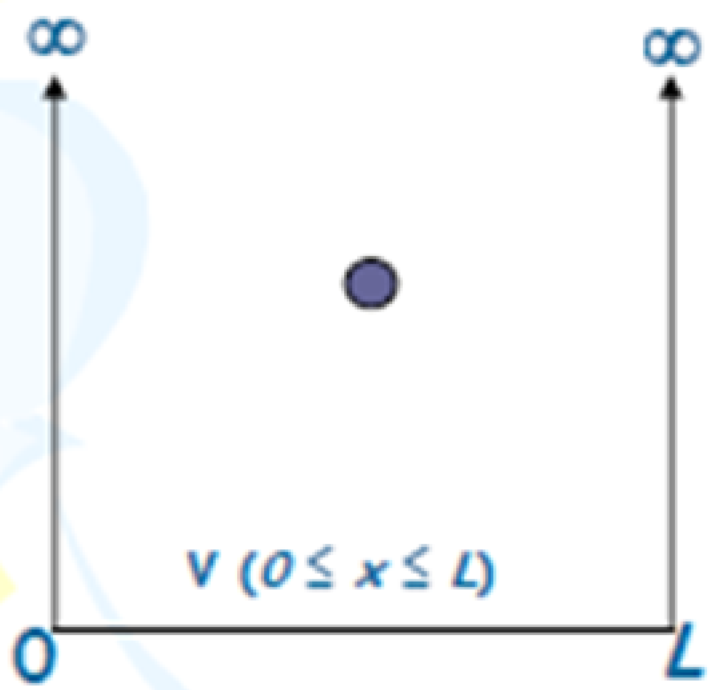
- Sommerfeld memperlakukan elektron valensi (elektron konduksi) yang bebas bergerak itu secara kuantum mekanik, yaitu dengan cara menggunakan statistika kuantum Fermi-Dirac,
- Tingkat-tingkat elektron di dalam kotak energi potensial ditentukan dengan menggunakan statistika kuantum

Energi Elektron Bebas dalam 1D

MODEL ELEKTRON BEBAS

(Free Elektron Models)

Bayangkan sebuah elektron dengan massa m yang terkungkung oleh sebuah kotak yang panjangnya L dan lebarnya tak terhingga, atau kita sebut saja dengan *sumur potensial.*



Kita asumsikan bahwa energi potensial dari daerah 0 sampai L ini tidak ada (0) dan tidak ada interaksi antara elektron dengan elektron lain atau dengan inti atom (independent elektron approximation).

Kita tahu persamaan gelombang Schrodinger untuk fungsi gelombang $\Psi(x)$ adalah

$$E\psi(x) = H\psi(x) + U\psi(x) \quad \text{.................1)}$$

dimana energi potensial dari persamaan tersebut sama dengan 0 (nol), dan

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}$$

maka persamaannya menjadi

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\psi(x) = E\psi(x) \quad \text{...............2)}$$

solusi dari persamaan diatas adalah

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

agar $\psi(x=0) = \psi(L=x=0) = 0$ maka

$$\psi(0) = A \sin k(0) + B \cos k(0) = 0$$

$$\psi(x) = A \sin kx \text{ ....3)}$$

persamaan 3 disubtitusikan ke persamaan 2 maka diperoleh

$$\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} A \sin kx + E A \sin kx = 0$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}(-k^2) A \sin kx = E A \sin kx$$

maka didapat persamaan

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}k^2 \text{ dimana } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ ....4)}$$

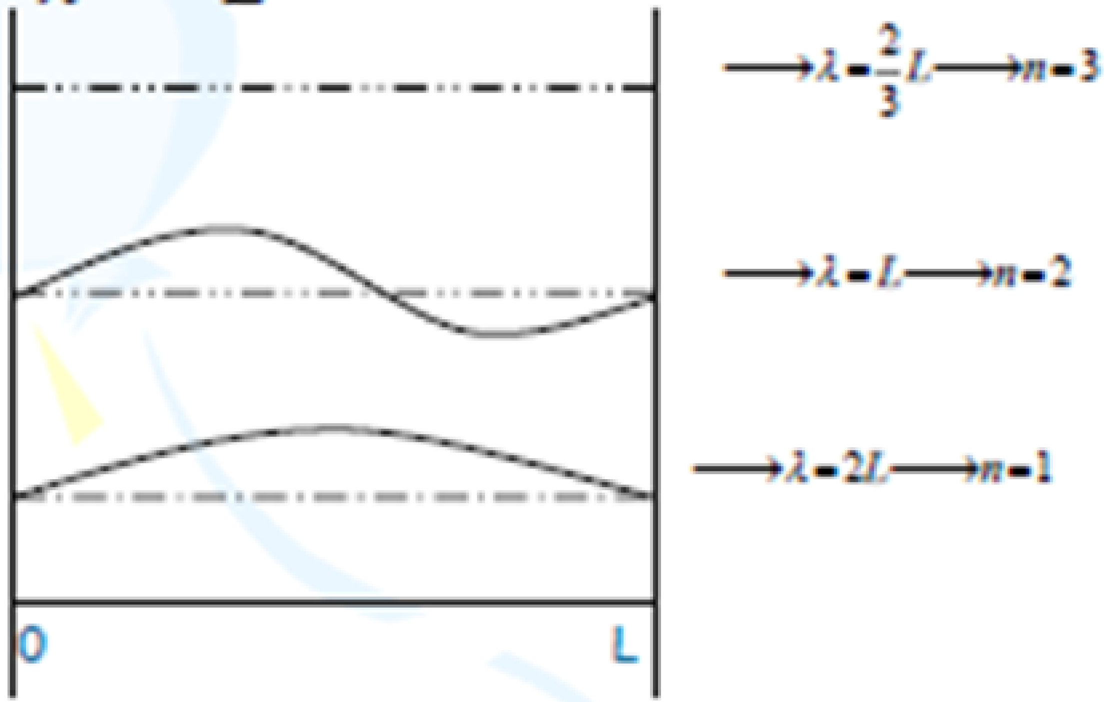
kita ingat lagi bahwa $\psi(x=0) = \psi(L=x=0) = 0$, maka

$$\psi(x=L) = A \sin kL = 0$$

berarti $kL = n\pi$, atau $k = \frac{n\pi}{L}$ ……………5)

perhatikan persamaan 4 dan 5, kalau digabungkan maka akan menjadi

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n\pi}{L} \text{ atau } L = \frac{n\lambda}{2}$$



Berdasarkan persamaan 6 diatas kita ketahui bahwa untuk :

- n = 1, maka L = $\frac{\lambda}{2}$
- n = 2, maka L = λ , dan
- n = 3, maka L = $\frac{3\lambda}{2}$

Apabila jumlah bilangan kuantumnya kita tambah terus sampai n buah, maka energinya dapat digambarkan oleh persamaan :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2$$

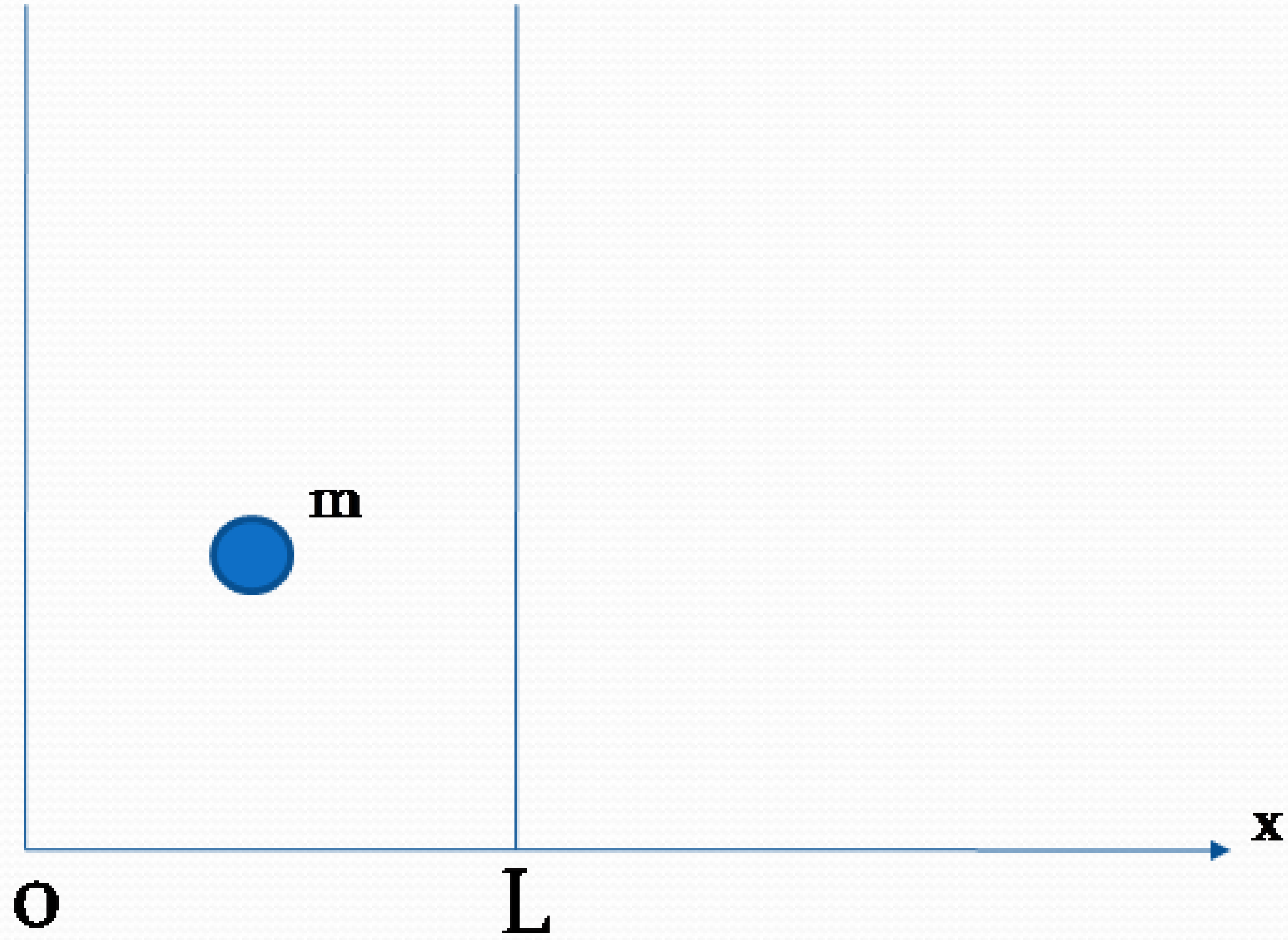
Dalam setiap tingkat energi (n), maka ditempati oleh 2 elektron dimana masing-masing elektron tersebut ada yang spin up dan spin down. Oleh karena itu apabila ada N buah elektron maka terdapat

$$n = \frac{N}{2}$$

tingkat energi, maka tingkat energi tertinggi yang ditempati elektron pada keadaan dasar (temperatur 0^0K) adalah

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{N\pi}{2L}\right)^2$$ tingkat energi ini disebut **energi Fermi**

Rapat Keadaan Elektron Bebas 1 Dimensi



$$U(x) = \begin{cases} 0 & 0 \le x \le L \\ \infty & \text{elsewhere} \end{cases}$$

Persamaan Schrodinger

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\Psi + U(x)\Psi = E\Psi$$

$$\downarrow$$

$$= 0$$

Syarat batas : $\varphi_n(0) = \varphi_n(L) = 0$

Sehingga :

$$\varphi_n = A\sin(k_n x) \qquad k_n = \frac{n\pi}{L} \qquad E_n = \frac{(\hbar k_n)^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2$$

Periodic chain

$$\varphi_n(x) = \varphi_n(x+L) \qquad \Rightarrow k_n = \pm\frac{n2\pi}{L}$$

Satu keadaan setiap interval k : $\Delta k = \dfrac{2\pi}{L}$

$$\Rightarrow \quad D(k) = \frac{1}{\Delta k_n} = \frac{1}{(2\pi / L)} = \frac{L}{2\pi}$$

ELEKTRON

Elektron Bebas

Elektron Domestik

ELEKTRON BEBAS

Elektron Terluar dari Atom Logam yang Telah Menjadi Warga Seluruh Kristal karena Tidak Lagi Berada dalam Pengaruh Atom Asalnya

ELEKTRON DOMESTIK

Elektron dari Atom yang Tetap Terikat oleh Potensial Atom

$$2D(k)\,dk = D(\varepsilon)\,d\varepsilon$$

$$D(\varepsilon) = \frac{2D(k)\,dk}{d\varepsilon} = \frac{2(L/2\pi)}{d\varepsilon/dk}$$

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$D(\varepsilon) = \frac{2(L/2\pi)}{\hbar^2 k/m} = \frac{\sqrt{m}\,L}{\sqrt{2}\,\pi\,\hbar}\sqrt{\frac{2m}{(\hbar k)^2}}$$

$$= \frac{\sqrt{m}\,L}{\sqrt{2}\,\pi\,\hbar}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$$

Singly spin density of state in 1 D

Probabilitas Elektron Gas Fermi (Distribusi Fermi-Diract) dalam 1 D dan 3D

DISTRIBUSI FERMI DIRACT

Distribusi fermi diract
dapat menjelaskan peluang suatu partikel untuk berada di tingkat energi E pada saat $T>0$

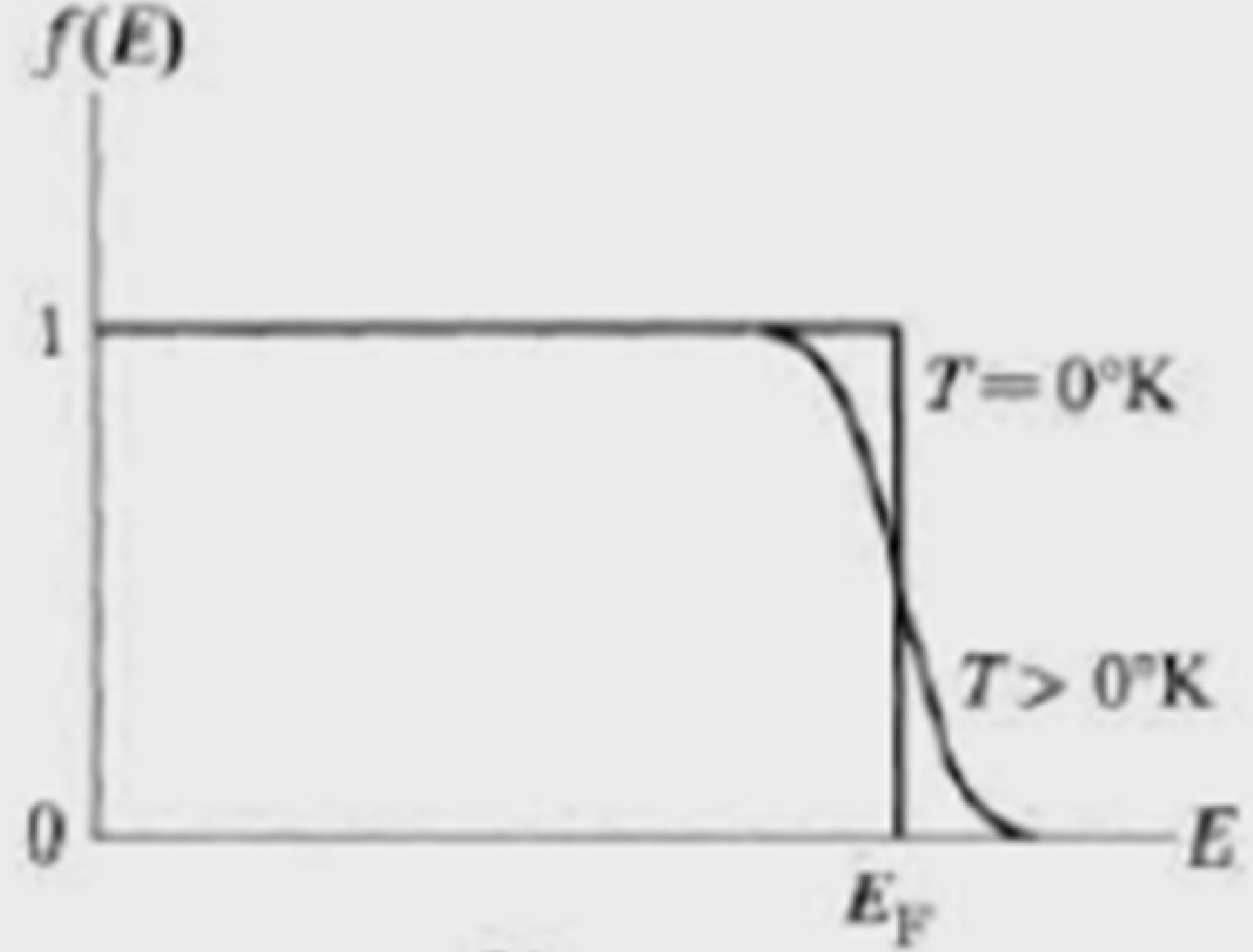
Fungsi distribusi fermi diract

$$f(E)=\frac{1}{\left\{e^{\frac{(E-\mu)}{k_b T}}+1\right\}}$$

Keterangan :

μ = Potensial kimia (pada T = 0^0K, μ =E_f)

f(E) = Peluang suatu partikel untuk berada di tingkat energi E



(b)

Untuk T= 0

$E < E_f$ maka $f(E) = 1$

$E > E_f$ maka $f(E) = 0$

Untuk T > 0

Dari grafik diatas tingkat energi (E) makin tinggi maka peluang untuk tetap diam semakin kecil sehingga peluang untuk loncat akan semakin besar. Sehingga tingkat energi yang lebih tinggi dari E_f juga ada yang terisi (memiliki peluang)

Sehingga:

$$(E-\mu) > k_b T$$

$$f(E) = \frac{1}{\left\{ e^{\frac{(E-\mu)}{k_b T}} \right\}} = e^{\frac{(\mu - E)}{k_b T}}$$

Energi Elektron Bebas dalam 3D

Partikel bebas V(x) = 0
P.S. -

$$\frac{\hbar}{2m}\left(\frac{d^2}{dx^2}+\frac{d^2}{dy^2}+\frac{d^2}{dz^2}\right)\psi_{(x,y,z)} = E\psi_{(x,y,z)}$$

$$\psi_{(x,y,z)} = F(x)F(y)F(z)$$

untuk menentukan $\psi_{(x,y,z)}$ kita gunakan metode pemisahan variabel (x,y,z)

sehingga

$$\frac{\hbar}{2m}\left(\underbrace{\frac{1}{F(x)}\frac{d^2}{dx^2}}_{c_1}+\underbrace{\frac{1}{F(y)}\frac{d^2}{dy^2}}_{c_2}+\underbrace{\frac{1}{F(z)}\frac{d^2}{dz^2}}_{c_3}\right)=\frac{EF(x)F(y)F(z)}{F(x)F(y)F(z)}$$

Solusinya :

$$F(x) = A_x e^{ik_x x}$$

$$F(y) = A_y e^{ik_y y}$$

$$F(z) = A_z e^{ik_z z}$$

$$\psi_{(x,y,z)} = A\, e^{(ik_x x + ik_y y + ik_z z)}$$

$$\psi_{(r)} = A\, e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})}$$ simpangan didalam logam

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + j\hat{k}$$

$$\vec{k} = k_x\hat{i} + k_y\hat{j} + k_z\hat{k}$$

Syarat:

$$\left|\vec{k}\right| = k_x k_y k_z = 0; \frac{2\pi}{L}; \frac{4\pi}{L}; \ldots; \frac{2n\pi}{L}$$ Dengan n = 0,1,2,3,4, ...

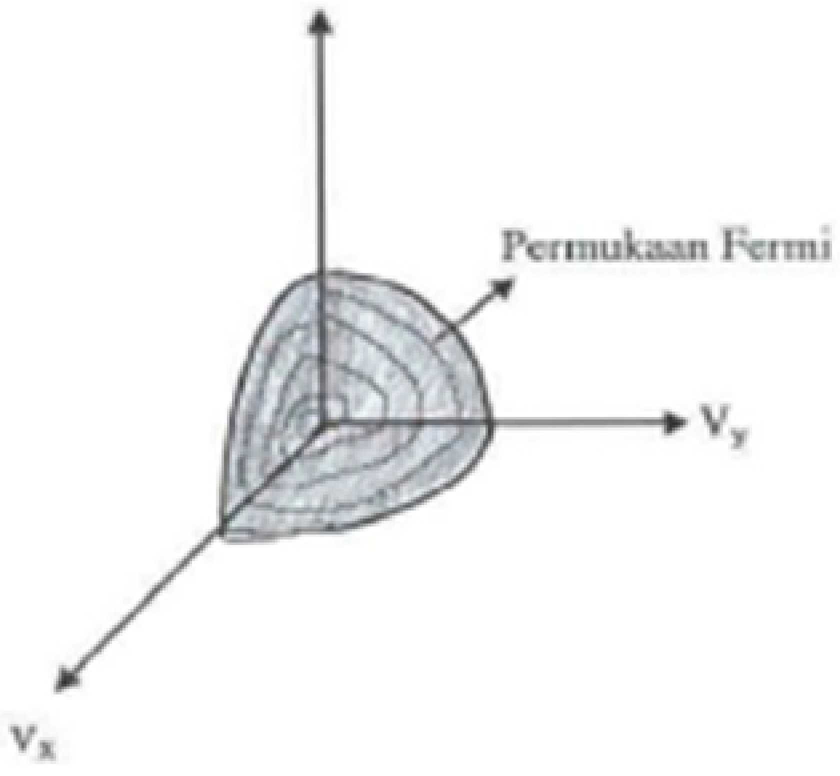
$$E = \frac{\hbar}{2m} k^2 = \frac{\hbar}{2m}\left(k_x^{\;2} + k_y^{\;2} + k_z^{\;2}\right)$$

Pada keadaan dasar

$$E_f = \frac{\hbar}{2m} k_f^{\;2}$$

$$k_f = \left(\frac{2m}{\hbar} E_f\right)^{1/2} \quad \cdots \quad *$$

kita bayangkan elektron berada dalam sebuah bola



Bola Fermi dalam “ruang” kecepatan pada kuadran I

Maka : elemen volume dalam ruang :

$$k = V_c = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$$ ditempati oleh 2 buah (1 buah orbit $\longrightarrow$ 1 fungsi gelombang)

Jumlah orbit di dalam volume kalau yang berjari-jari adalah

$$\upsilon = \frac{2V_m}{V_c}$$

$$\upsilon = \frac{2\frac{4}{3}\pi(k_f)^3}{\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3} = \frac{V}{3\pi^2}(k_f)^3 \qquad \cdots \qquad *$$

$$k_f = \left(\frac{3\pi^2\upsilon}{V}\right)^{1/3}$$

Dengan * $\longrightarrow$ *

$$\upsilon = \frac{V}{3\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar^3}E_f\right)^{3/2}$$

Teori klasik Drude-Lorentz.

Pada tahun 1900 Drude berpostulat bahwa logam terdiri atas pusat-pusat (cores) ion positif dengan elektron valensi yang bebas bergerak di antara pusat-pusat ion tersebut.

Elektron-elektron valensi dibatasi untuk bergerak di dalam logam akibat adanya gaya tarik elektrostatis antara pusat-pusat ion positif dengan elektron-elektron valensi tersebut.

Medan listrik di seluruh bagian dalam logam ini dianggap konstan, dan gaya tolak antara elektron-elektron tersebut diabaikan.

Tingkah laku elektron-elektron yang bergerak di dalam logam dianggap sama dengan tingkah laku atom atau molekul di dalam gas mulia.

➔ elektron-elektron ini juga dianggap bebas dan sering disebut *gas elektron bebas*.

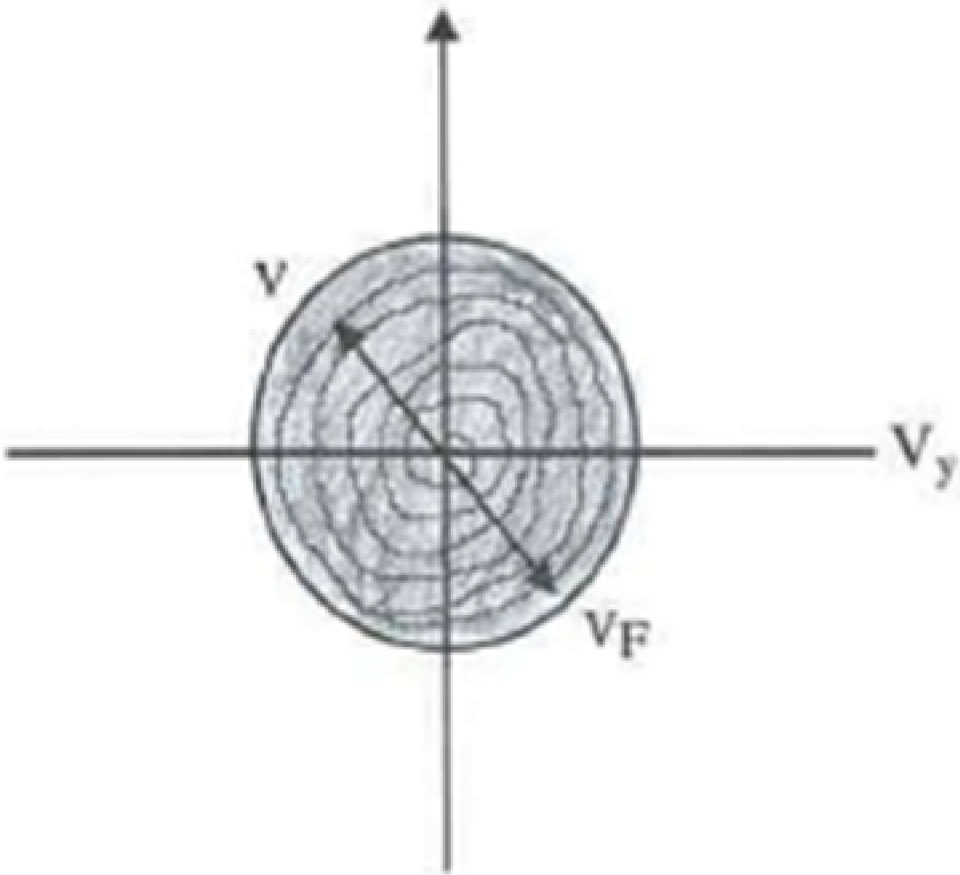
$$E_f = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3\pi^2 \upsilon}{V}\right)^{2/3}$$

Bila $\frac{\upsilon}{V} = n$ = konsentrasi elektron

Maka : kecepatan pada permukaan sermi (v_F)

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m} = \frac{\hbar}{m}\left(\frac{3\pi^2 \upsilon}{V}\right)^{1/3}$$

Bila digambarkan dalam ruang kecepatan (v x , v y , v z) akan diperoleh permukaan Fermi yang berbentuk permukaan bola dan disebut bola Fermi, seperti pada gambar dibawah. Pada suhu 0ok tidak ada titik di luar bola, artinya bahwa kecepatan elektron maksimum adalah .



Proyeksi bola Fermi pada bidang vy-vz

RAPAT KEADAAN (DENSITY OF STATE)

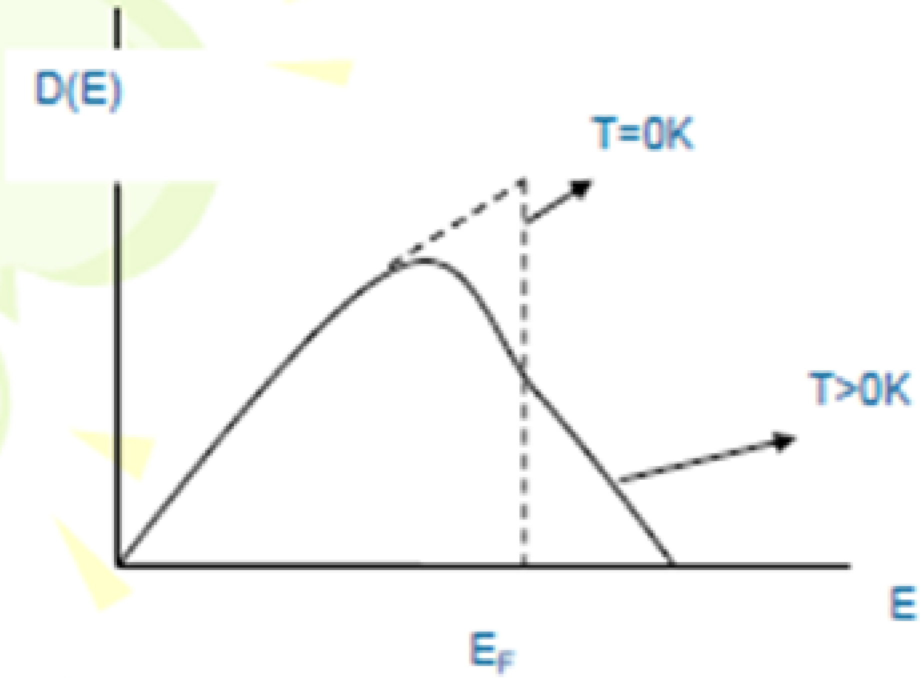
$$D(E)=\frac{\text{JUMLAH ORBITAL}}{\text{SATUAN RENTANG ENERGI}}=\frac{dN_E}{dE}$$

$$E=\frac{h^2}{2m}k^2=\frac{h^2}{2m}\left(3\pi^2\frac{N}{V}\right)^{\frac{2}{3}}$$

$$N^{\frac{2}{3}}=\frac{2m}{h^2}\frac{V^{2/3}}{\left(3\pi^2\right)^{2/3}}\times E \quad \Rightarrow N=\left(\frac{2mE}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}\times\frac{V}{3\pi^2}$$

$$D(E)=\frac{d}{dE}\left\{\frac{V}{3\pi^2}\times\left(\frac{2m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}\times E^{\frac{3}{2}}\right\}$$

$$D(E)=\frac{V}{2\pi^2}\times\left(\frac{2m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}\times E^{1/2}$$



dari *

$$N = \underbrace{\frac{V}{3\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}}_{c} \cdot E^{\frac{3}{2}}$$

$$\ln N = \ln C \cdot E^{\frac{3}{2}}$$

$$\ln N = \frac{3}{2}\ln E + \ln C$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{3}{2}\frac{dE}{E}$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{3N}{2E}$$

jadi :

$$\therefore D(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{3N}{2E} \Rightarrow \text{bentuk lain dari fungsi rapat keadaan.}$$

Kapasitas Panas Untuk Elektron (Cv)

Dari mekanika klasik

Energi untuk satu derajat kebebasan : $U = \frac{1}{2}k_b T$

Jadi untuk partikel tunggal (3 derajat kebebasan) :

$$U = 3 \times \frac{1}{2}k_b T = \frac{3}{2}k_b T$$

Kapasitas panas untuk 1 partikel $C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2}k_b$

maka untuk N buah partikel $U = \frac{3}{2}N k_b$

Bila $\frac{T}{T_F} \approx 0{,}01 \rightarrow E_F = \frac{\hbar^2}{2m} \times k_F^2 = k_b T_F,$

maka T_F(Temperatur Fermi untuk T >0 K) $= \frac{E_F}{k_b}$

kontribusi elektronik pada temperatur kamar biasanya kurang dari 0,01 dari nilai sesungguhnya.

Bila $\dfrac{T}{T_F} = 0{,}01 \Longrightarrow E_F = \dfrac{\hbar}{2m} k_F^2 = k_B T_F$

$T_F = \dfrac{E_F}{k_B}$ merupakan temperatur fermi untuk T >> K

Pada suhu rendah (kB T) << E_F, distribusi Fermi-dirac diberikan oleh persamaan :

$$F(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_BT} + 1}$$

Perubahan energi :

U→ U(T)-U(0)

U(T) = energi setelah elektron pindah dari keadaan dasar

$$U = \int_0^\infty E.D(E).F(E)dE - \int_0^{E_F} E.D(E)dE$$

Bila $N = \int_0^{E_F} D(E)F(E)dE = \int_0^\infty D(E)F(E)dE$

$$NE_F = \int_0^\infty D(E)F(E)E_F dE = \left[\int_0^{E_F} + \int_{E_F}^\infty\right] D(E)F(E)E_F dE$$

$$U = \int_{E_F}^\infty D(E)F(E)(E - E_F)dE + \int_0^{E_F} D(E)(E_F - E)(1 - F(E))dE$$

maka kapasitas panasnya :

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{d}{dT}\left[\int_{E_F}^\infty D(E)F(E)(E - E_F)dE + \int_0^{E_F} D(E)(E_F - E)dE + \int_0^{E_F} D(E)(E - E_F)F(E)dE\right]$$

Karena integrasi yang bergantung pada suhu adalah hanya F(E) maka deferensiasinya terhadap suhu hanya berlaku untuk suhu-suhu yang mengandung F(E). Sehingga:

$$C_V = \frac{d}{dT}\int_0^\infty D(E)F(E)(E-E_F)dE$$

$$C_V = k_B\int_0^\infty D(E)(E-E_F)\frac{dF}{dTk_B}dE$$

$$F(E)=\frac{1}{e^{(E-E_F/k_B.T)}+1} \Longrightarrow \frac{dF}{dk_BT}=\frac{dF}{d\tau}(e^{(E-E_F)/\tau}+1)^{-1}$$

$$\frac{dF}{d\tau}=\frac{E-E_F}{\tau^2}=\frac{e^{(E-E_F)/\tau}}{\left\{e^{(E-E_F)/\tau}+1\right\}^2}$$

untuk T<<1

$$C=k_BD(E_F)\int_0^\infty\frac{(E-E_F)^2}{\tau^2}\frac{e^{(E-E_F)/\tau}}{\left\{e^{(E-E_F)/\tau}+1\right\}^2}dE$$

misal $x=(E-EF)/\tau \Longrightarrow$

$E=\infty \qquad x=\infty$

$E=0 \qquad x=-\,E_F/\tau$

$$C = k_B D(E_F) \int_{\frac{E_F}{\tau}}^{\infty} x^2 \frac{e^x}{e^x + 1} \tau \; dx$$

$$C = \frac{k_B{}^2}{T} D(E_F) \int_{\frac{E_F}{\tau}}^{\infty} x^2 \frac{e^x}{e^x + 1} \; dx$$

$$C_V = \frac{\pi^2}{3} k_B{}^2 T D(E_F)$$

dimana $D(E) = \frac{3}{2}\frac{N}{E} \longrightarrow D(E_F) = \frac{3N}{2E_F}$

$$C_V = \frac{\pi^2}{3} k_b{}^2 T \frac{3N}{2E_F} \longrightarrow E_F = k_B T_F$$

$$C_V = \pi^2 k_B{}^2 \frac{T}{2k_B T_F}$$

Maka kapasitas panas untuk elektron :

$$\boxed{C_V = \frac{\pi^2}{2} k_B N \frac{T}{T_F}}$$

Elektron-elektron bergerak di dalam medan elektrostatis serbasama (uniform) yang ditimbulkan oleh pusat-pusat ion ➔ *energi potensial mereka tetap konstan dan sering dianggap sama dengan nol.*
Artinya keberadaan pusat-pusat ion diabaikan.
➔energi elektron sama dengan energi kinetiknya saja.

Gerakan elektron dibatasi hanya di dalam logam, maka energi potensial elektron di dalam logam < energi potensial elektron yang berada tepat diluar permukaan logam. Perbedaan energi potensial ini berfungsi sebagai penghalang dan menyebabkan elektron-elektron di dalam logam tidak dapat keluar meninggalkan permukaan logam tersebut.
➔ elektron bebas di dalam sebuah *kotak energi potensial.*

Dari percobaan, kapasitas panas pada temperatur rendah seperti pada temperatur Debye dan temperatur Fermi dapat ditulis dalam bentuk :

$$C = \alpha T + \beta T^3$$

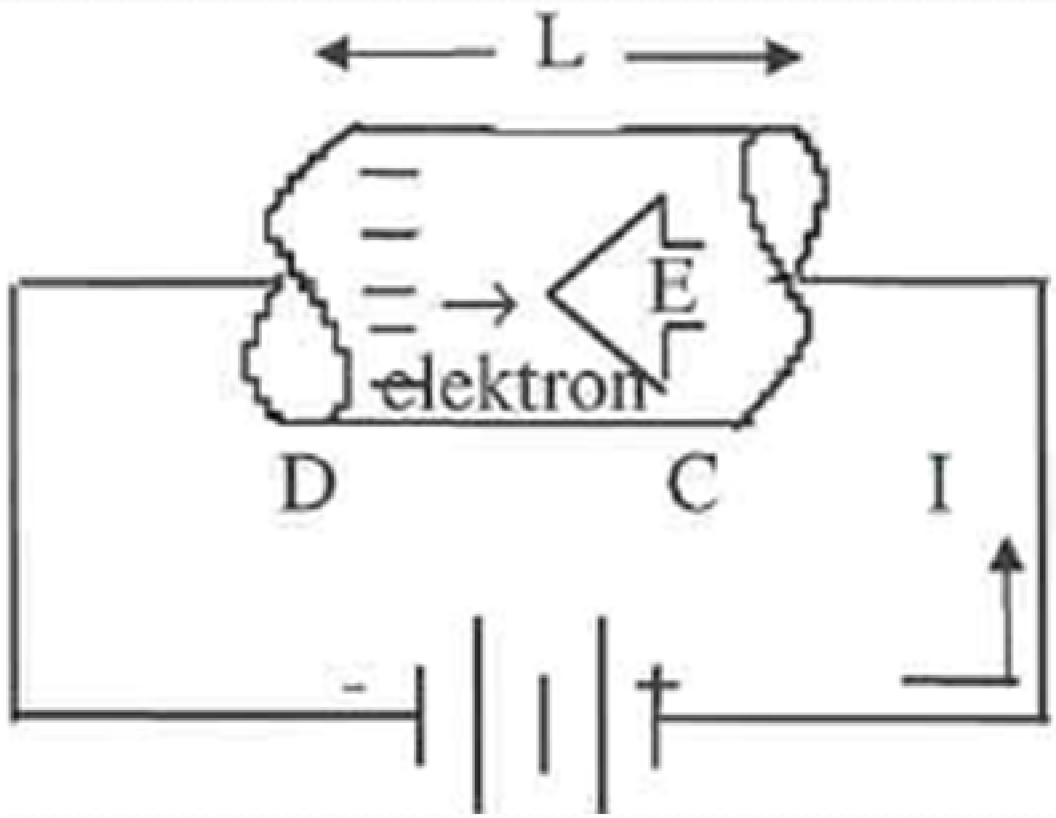
Kondisi elektron lebih dominan pada temperatur rendah.

Konstanta α dan β bisa dihasilkan dengan mencocokkan data percobaan.

Capasitas panas total (Cv tot) =
(Cv phonon + Cv elektron)

Gerak elektron dalam medan listrik

- Tinjauan klasik



Rapat Arus : $J = \dfrac{I}{A}$

Kuat Medan : $E = \dfrac{V_{CD}}{L}$

Hambatan : $R = \rho \dfrac{L}{A}$

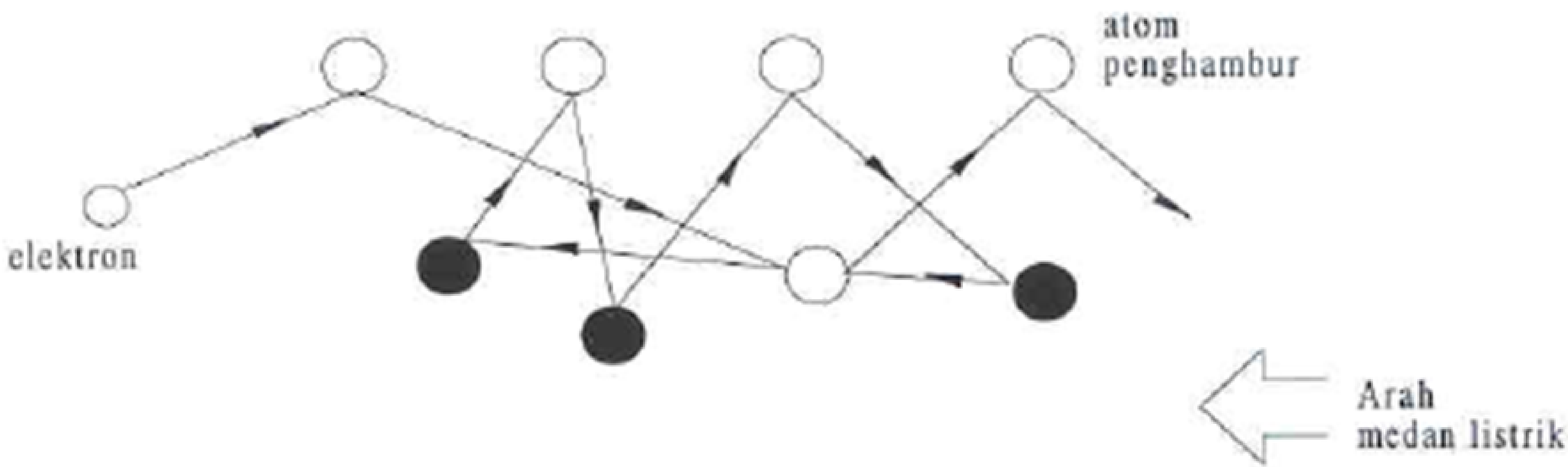
konduktivitas listrik σ :

$$\rho = \frac{1}{\sigma}$$

Hukum Ohm :

$$J = \sigma E$$

Bagaimanakah mekanisme elektron menghantarkan listrik sehingga persamaan-persamaan di atas dapat terpenuhi ?



$$m^* \frac{dv}{dt} = -eE - m^* \frac{v}{\tau}$$

Perimbangan antara gaya oleh medan dan gaya hambatan akan menghasilkan keadaan tunak (stationer).

$$\frac{dv}{dt} = 0 \quad \rightarrow \quad v = -\frac{e\tau}{m^*}E$$

v: kecepatan akhir elektron yang disebut juga kecepatan alir (drift velocity).

Rapat arus listrik dapat didefinisikan : $J = (-ne)v_d$

Konduktivitas listrik : $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}$

Jika diambil keadaan relaksasi, yaitu apabila medan listrik dihilangkan (E=0), maka persamaan gerak elektron menjadi :

$$m^* \frac{dv}{dt} = -m^* \frac{v}{\tau}$$

Soluasi : $v_d(t) = v_d = (0)e^{-t/\tau}$

v_d (0) menyatakan kecepatan akhir sesaat sebelum medan listrik dihilangkan .

Waktu relaksasi : $$\tau = \frac{\overline{\lambda}}{v_r}$$

λ : jarak antara dua tumbukan berurutan atau disebut juga lintasan bebas rata-rata elektron.

v_r : kecepatan rambang elektron, yaitu kecepatan elektron dalam gerakannya karena pengaruh termal (panas).

Konduktivitas listrik : $$\sigma = \frac{ne^2\overline{\lambda}}{m^* v_r}$$

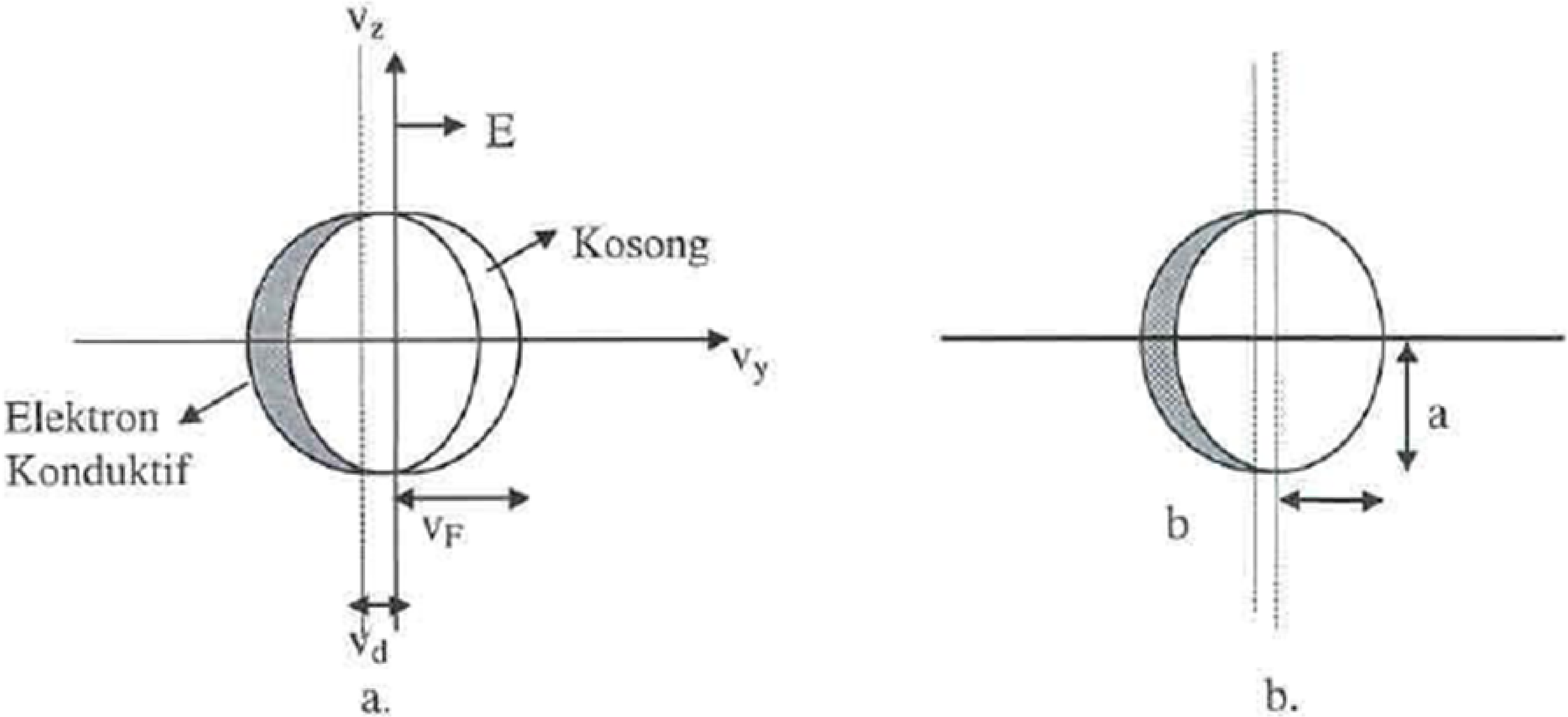
Resistivitas listrik

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m^*}{ne^2\tau}$$

$$\rho = \frac{m^*}{ne^2\tau_f} + \frac{m^*}{ne^2\tau_i}$$

$$\rho = \rho_f + \rho_i$$

Tinjauan kuantum



a. Pegeseran ke kiri bola Fermi akibat medan listrik E ke kanan menghasilkan elektron konduksi (bagian terrasir)

b. Bagian bola Fermi "sisanya" yang mengandung elektron tak berkonduksi berbentuk elipsoida (bagian tidak terarsir).

Setengah sumbu panjang elipsoida :

$$a \approx v_F$$

karena $v_d << v_F$ sedangkan setengah sumbu pendek

$$b = \frac{1}{2}\left(2v_F - v_d\right)$$

volume elipsoida :

$$V_{elip} = \frac{4}{3}\pi a b^2$$

Pada tahun 1909 H. A. Lorentz berpostulat bahwa elektron-elektron yang menyusun gas elektron bebas dalam keadaan ekuilibirum mematuhi statistika Maxwell-Boltzmann.

Kedua postulat ini sering dipadukan dan sering disebut *Teori Drude-Lorentz. Dan karena teori ini* didasarkan pada statistika klasik Maxwell-Boltzmann, teori ini pun disebut *Teori Klasik*.

Volume bagian bola yang berisi elektron konduksi (bagian terarsir) ialah selisih antara volume bola Fermi dan volume elipsoida :

$$\Delta V = \frac{4}{3}\pi v_F{}^3 - \frac{4}{3}\pi v_F\left(v_F - \frac{1}{2}v_d\right)^2$$

$$= \frac{4}{3}\pi v_F{}^3 - \frac{4}{3}\pi v_F{}^3 - \frac{1}{3}\pi v_F v_d{}^2 + \frac{4}{3}\pi v_F{}^2 v_d$$

$$= \frac{4}{3}\pi v_F{}^2 v_d - \frac{1}{3}\pi v_F v_d{}^2$$

Perbandingan antara jumlah elektron konduksi dan jumlah elektron total :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\frac{4}{3}\pi v_F{}^2 v_d - \frac{1}{3}\pi v_F v_d{}^2}{\frac{4}{3}\pi V_{F3}}$$

$$= \frac{v_d}{v_F} - \frac{1}{4}\frac{v_d{}^2}{v_F{}^2}$$

$$\approx \frac{v_d}{v_F}$$

Karena $v_d << v_F$. Jumlah elektron yang menghantarkan arus apabila jumlah elektron bebas total n adalah :

$$n' = \left[\frac{\Delta V}{V}\right] n$$

$$= \left[\frac{v_d}{v_F}\right] n$$

Rapat arus pada tingkat Fermi :

$$J = -env_F$$

$$= -en\left[\frac{v_d}{v_F}\right] v_F$$

$$= -env_d$$

$$\rightarrow \quad J = \frac{ne^2 \tau_F}{m^*} E$$

Jika dibandingkan dengan hukum Ohm menghasilkan :

$$\sigma = \frac{ne^2 \tau_F}{m^*}$$

Dengan :

$$\tau_F = \frac{\lambda_F}{v_F}$$

➔ teori elektron bebas klasik dan teori elektron bebas kuantum dapat menerangkan gejala hantaran listrik pada logam.

Gerak elektron dalam medan magnet

Tanpa $\vec{B}$ Hamiltonian $H_0 = \dfrac{p^2}{2\mu}$ (1)

Dengan medan $\vec{B}$ $\quad \vec{P} \rightarrow \vec{P} + \dfrac{e}{c}$

Hamiltonian menjadi $\quad H = \dfrac{1}{2\mu}\left[\vec{P} + \dfrac{e}{c}\vec{A}\right]^2 - e\phi$ (2)

$$\vec{A} = -\frac{1}{2}\vec{r}x\vec{B}$$

$$\vec{A}\vec{P} = -\frac{1}{2}\left(\vec{r}x\vec{B}\right).\vec{P}$$

$$= \frac{1}{2}\vec{B}.\left(\vec{r}x\vec{P}\right) = \frac{1}{2}\vec{B}.\vec{L}$$

Sehingga persamaan 2 menjadi:

$$H = \frac{1}{2\mu}\left[\vec{P}^2 + \frac{e}{c}\vec{L}.\vec{B} + \frac{e^2}{4c^2}\left(r^2B^2 - (r.B)^2\right)\right] - e\phi \qquad (3)$$

$$= \frac{P^2}{2\mu} + \frac{e}{2\mu c}BL_z + \frac{e^2B^2}{8\mu c}\left(x^2 + y^2\right) - e\phi \qquad (4)$$

$$\frac{\frac{e^2}{8\mu c^2}\left(a_0^2B^2\right)}{\frac{e\hbar}{2\mu c}(B)} = \frac{B}{9x10^9\,Gauss}$$

Efek Zeeman normal

$$H = H_0 + H_{\text{int}}$$

$$H_0 = \frac{P^2}{2\mu} - e\phi \; ; H_{\text{int}} = \left(\frac{e}{2\mu c}\right) B L_z$$

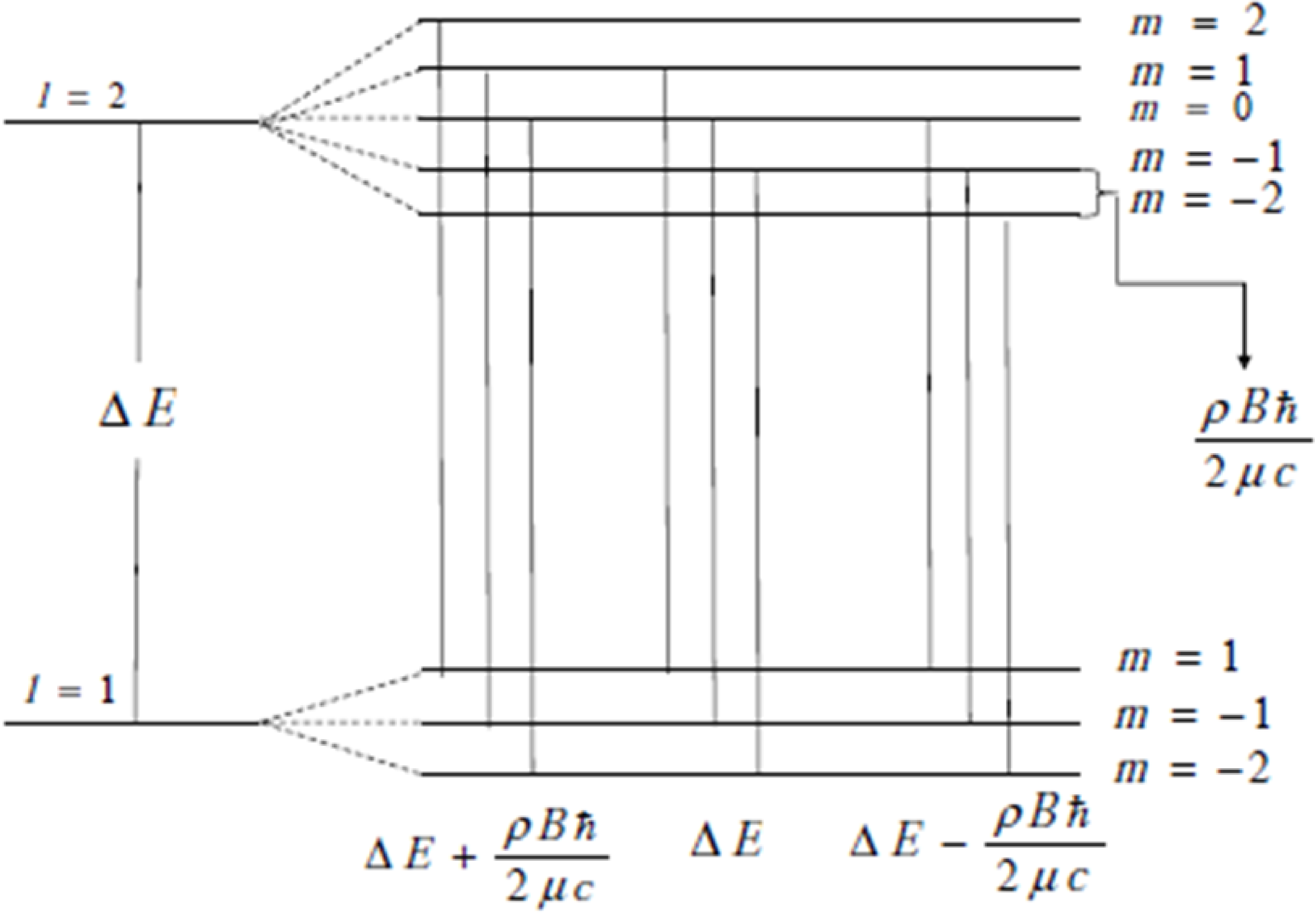
Dalam konteks atom hidrogenik $H_{\text{int}} \psi_{nlm}(r) = \hbar \omega_L m \psi_{nlm}(r)$

$$\omega_L = \frac{eB}{2\mu c} \equiv frekuensi\, lamor$$

$$m\hbar \; nilai \; Eigen \, L_z \, , -l \leq m < +m$$

$$E = -\frac{1}{2}\mu z^2 \frac{e^n}{n^2 \hbar^2} + \hbar \omega_L m \quad ; \hbar \omega_L = \frac{B.13{,}6\, eV}{2{,}4.10^9 \; gauss} << E_0$$

Transisi radiasi antar tingkat energy mengikuti aturan seleksi $|\Delta m| \leq 1 \; atau \; \Delta m = -1, \, 0, \, 1$



$l = 2$
$m = 2$
$m = 1$
$m = 0$
$m = -1$
$m = -2$
ΔE
$\frac{\rho B \hbar}{2 \mu c}$
$l = 1$
$m = 1$
$m = -1$
$m = -2$
$\Delta E + \frac{\rho B \hbar}{2 \mu c}$
ΔE
$\Delta E - \frac{\rho B \hbar}{2 \mu c}$

KRISTAL LOGAM

- Kumpulan Ion Positif yang Tersusun secara Teratur dalam Ruang
- Lautan Elektron Bebas yang Bergerak dalam Ruang Berisi Ion Tersebut

ELEKTRON DIHAMBUR OLEH

- Ion-ion yang Melakukan Getaran Termal di Sekitar Kedudukan Seimbangnya
- Ketidak Murnian Kimiawi dan Cacat Geometrik Kristal Logam

KEBOLEHJADIAN HAMBURAN SATU ELEKTRON OLEH ELEKTRON LAIN SANGAT KECIL DIBANDINGKAN DENGAN HAMBURAN OLEH ION-ION YANG BERVIBRASI.

* Hubungan linier antara rapat arus muatan listrik dan kuat medan listrik

HUKUM OHM

$$\vec{J} = \sigma\vec{E}$$

* Pa[...]n 10x10E10 sampai 10x10E24 kali dari isolator paling se[...]u ruang pula konduktivitas energi termal murni 10 sampai 100 kali lebih baik dibandingkan padatan dielektrik

* Kaedah epirik Wiedwmann-Franz menyatakan bahwa perbandingan konduktivitas energi termal Ke dan konduktivitas listrik logam σ sama besar pada suhu yang sama.

* Untuk suh[...] oleh ketak-murnian d[...]n yaitu

$$\frac{K_e}{\sigma T} = \text{KONSTANTA YANG UNIVERSAL}$$

* Lebih dari separuh unsur logam m[...] yang rendah.

σ(T) konduktivitas merupakan fungsi T

* Sumbangan elektron beba[...]enis logam sangat kecil dan berbanding lurus den[...]

$$x_e \neq x_e\ (T)$$

* Sumbangan elektron beb[...]s dipengaruhi dan hampir tidak bergant[...]gantung suhu

$$(C_v)_{el}\ x\ T$$

BATASAN MODEL ELEKTRON BEBAS KLASIK

CUKUP MEMADAI SEBAGAI LANDASAN UNTUK MENERANGKAN BESARAN-BESARAN MAKRO TINGKAT ATOM.

MODEL ELEKTRON BEBAS TERKUANTISASI

Kon…

…ssen

…tas

Konduktivitas Energi Termal Oleh Elektron Bebas K*e*

Hukum Empirik Wiedemann-franz : $Ke/\sigma t$ Logam

KURANG MEMADAI DALAM MENERANGKAN

Susepibilitas Magnetik Logam X

Panas Jenis Cv Logam Pada Suhu Ruang

Asumsi dasar MODEL ELEKTRON BEBAS TERKUANATISASI

KETERBATASAN MODEL ELEKTRON BEBAS KLASIK

MODEL ELEKTRON BEBAS TERKUANTISASI

KONSEP FISIKA KUANTUM

PRINSIP LARANGAN PAULI

KUANTISASI ENERGI ELEKTRON BEBAS