

Irodalom: Yu-Cardona book: Fundamentals of Semiconductors

Aschcroft-Mermin: Solid state Physics

<http://www.fen.bilkent.edu.tr/~bulutay/573/notes/fenis.html>

Tételsor:

1. Félvezetők fizikájának alapjai, vezetőképesség, szerkezet, sáv szerkezet, hibridizáció, alapfogalmak (sávok, tiltott sáv, átmenetek, szennyezés stb.)
2. Töltéshordozók tiszta félvezetőkben, DOS, kémiai potenciál, vezetőképesség tiszta félvezetőkben, A Drude modell és töltéshordozók mobilitása
3. Töltéshordozók szennyezett félvezetőkben, donor nívók energiaszerkezete, betöltöttsége. Degenerált félvezetők. Szennyezett félvezetők vezetőképessége
4. Félvezetők sáv szerkezetszámításának módszerei. A k -tér nevezetes pontjai, üres rács, kváziszabad elektron közelítés, tight-binding módszer, $k.p$ modell, burkolófüggvény közelítés.
5. Transzportfolyamatok félvezetőkben. Méretskálák, hullámcsomag, a kváziklasszikus közelítés. A Boltzmann egyenlet és a relaxációs idő közelítés.
6. A Boltzmann egyenlet megoldása homogén elektromos térben, korrespondencia a Drude modellel. A momentum relaxáció mechanizmusa, Matthiesen-szabály, az Elisahberg-függvény. A Bloch-Grünneisen formula és határesetei.
7. Magnetotranszport félvezetőkben, a klasszikus Hall-effektus, mágneses ellenállás. Termoelektromos jelenségek, kereszt-együtthatók, a Seebeck és Peltier-effektus, a Kelvin összefüggés. A termoelektromos (Peltier) hűtő gyakorlati megvalósítása.
8. Diffúziós jelenségek félvezetőkben, kisebbségi töltéshordozók, töltéshordozók koncentrációja nem-egyensúlyi esetben és inhomogén félvezetőkben. A diffúziós hossz. A p - n átmenet semleges esetben és feszültség alatt.
9. Speciális diódák tulajdonságai (lavinaletörés, Zener effektus, Esaki és Gunn dióda). Az Esaki és Gunn dióda alkalmazásai. A bipoláris tranzisztor felépítése és működése. Analóg elektroncsöves rendszerek.
10. Felületi állapotok, fém-félvezető határrétegek, a Schottky barrier. A Schottky dióda működése. Az inverziós és nyitóréteg. A JFET és MOSFET alapjai. A CMOS alapú áramkörök, a NOT kapu. Hetero-átmenetek, a HEMT működése.
11. A félvezetők optikai tulajdonságainak alapjai, plazma oszcilláció és frekvenciafüggő vezetőképesség. A Fresnel formula alkalmazása félvezetőkre. A fotovezetés. Napelemek működése, helyettesítő kép, optimális munkapont. A LED és lézer dióda.
12. Az elektron spinje, spin-pálya kölcsönhatás és a $k.p$ modell. A spin-pálya kölcsönhatás típusai félvezetőkben. A spintronikai eszközök alapjai, a Datta-Das tranzisztor. A spin-relaxáció és diffúzió.

Félvezetők: olyan anyag aminek a vezetőképessége nagyban függ

- hőmérséklettől (hőmérsékleti szenzor)
- adalékolástól (dópolástól)
- külső feszültségtől (kapuzás, gating), áramtól
- közeli kontaktusban lévő félvezetőtől, töltéshordozó diffúzió (dióda) v. transzfer (Gunn dióda)
- fénytől (szenzorok)
- mágnességtől (mágneses félvezetők, spintronika)

Félvezető anyagok

Tömbi félvezetők:

IV-es csoport, Si, Ge (újabbán C), nem IV elemi anyagok: S, Se, Te, ún. „metalloid staircase”

Elements recognized as metalloids					
	13	14	15	16	17
2	B Boron	C Carbon	N Nitrogen	O Oxygen	F Fluorine
3	Al Aluminium	Si Silicon	P Phosphorus	S Sulfur	Cl Chlorine
4	Ga Gallium	Ge Germanium	As Arsenic	Se Selenium	Br Bromine
5	In Indium	Sn Tin	Sb Antimony	Te Tellurium	I Iodine
6	Tl Thallium	Pb Lead	Bi Bismuth	Po Polonium	At Astatine

IV-esek vegyületei pl. SiC

III-V félvezetők: GaAs, AlP, InSb

II-VI félvezetők: ZnS, ZnSe, ZnO, CuO, PbS₂, FeS₂ (természetes ásványok)

Alacsonydimenziós félvezetők: 1D: szén nanocsövek, nanodrótok/nanowire (GaAs, InP), 2D: grafén, dichalcogenidek (MoS₂, WSe₂)

molekuláris, vagy szerves félvezetők, pl. C60

Félvezetők korai története

Alapjelenségek megértése

- 1833 Faraday AgS melegítve ellenállás csökken
- 1839 A. E. Becquerel fotovoltikus effektus
- 1873 W. Smith fotovezetés Se-ban (ellenállás csökken fény hatására)
- 1874 K. F. Braun egyenirányítás fémszulfidokban, A. Schuster: rézoxid is hasonló (tisztítva nincs)
- 1878 E. H. Hall Hall effektus
- 1900 K. Baedeker Hall effektus ellentétes előjellel CuI (réz-jodid), pozitív előjelű töltéshordozók
- 1910 J. Weiss Halbleiter (PhD thesis)
- 1928-1938 Bloch, Schottky, Mott: félvezetők kvantumelmélete
- 1940 Bardeen szennyezők szerepe (nem reprodukáló eredmények): 1 ppm tisztaság nem elég, 1E12 kell!

Eszközök

- 1880 Bell hangátvitel fényvel szelén segítségével (fényérzékeny)
- 1883 Fritts első napelem, szelénnel borított fém+vékony aranyréteg
- 1904 J. C. Bose érzékeny rádióhullámdetektor (cat's-whiskers), galéna+fém (PbS), point contact diode
- 1906 H. J. Round első LED
- 1920 többen CuO+Se egyenirányítók
- 1922 O. Losev első szilárdtest erősítő, ZnO
- 1926 J. E. Lilienfeld FET
- 1941 R. Ohl silícium p-n átmenet

Nobel díjak

1956	Bardeen, Brattain, Schockley	tranzisztor
1973	Esaki, Giaver	Tunnel dióda
1985	von Klitzing	kvantált Hall effektus
2000	Alferov, Kroemer, Kilby	félvezető lézer, mikrochip (IC)
(2007	Fert, Grünberg	GMR)
2009	Boyle, Smith	CCD szenzor
2010	Geim, Novoselov	grafén
2014	Akasaki, Amano, Nakamura	kék LED, GaN

Félvezető fizika helye a többi tudományban:

Kell hozzá: Kvantummechanika, Szilárdtestfizika, Statisztikus fizika, Anyagtudomány, (Optika)

Kijön belőle: Elektronika, Spintronika, lézeroptika/fizika

Jelenlegi kutatások

Alap kutatás: új anyagok, pl. alacsonydimenziós félvezetők tulajdonságai, excitonok stb.
fundamentális jelenségek demonstrációja: pl. BEC, QHE, FQHE, Luttinger folyadék stb.

Alkalmazott kutatások: új eszközök, méret, sebesség (frekvencia), energiafogyasztás, stb.

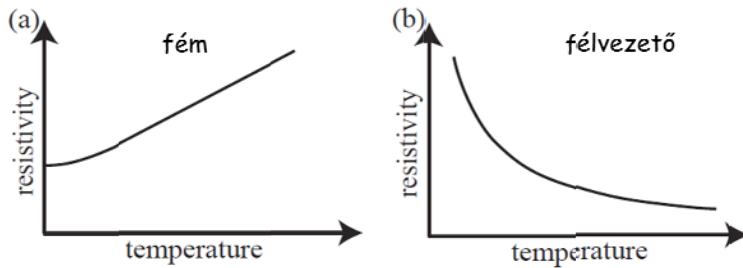
Alkalmazások: hol nem?

Vezetőképesség/ellenállás skálák

1. Elektromos ellenállás

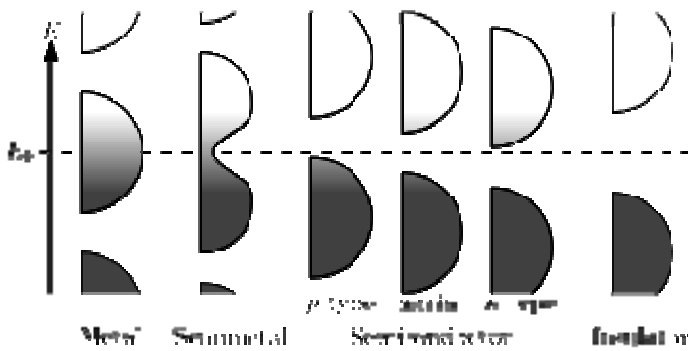
Material	ρ (Ωcm)
Insulators	
Macor (ceramic)	$\sim 10^{14}$
SiO ₂ (quartz)	
Al ₂ O ₃ (sapphire)	
Semiconductors	
	$10^{-2} - 10^9$
Metals	
	$\sim 2 \times 10^{-6}$
Cu	1.7×10^{-6}
Al	2.6×10^{-6}
Au	2.2×10^{-6}

2. Ellenállás hőmérsékletfüggése

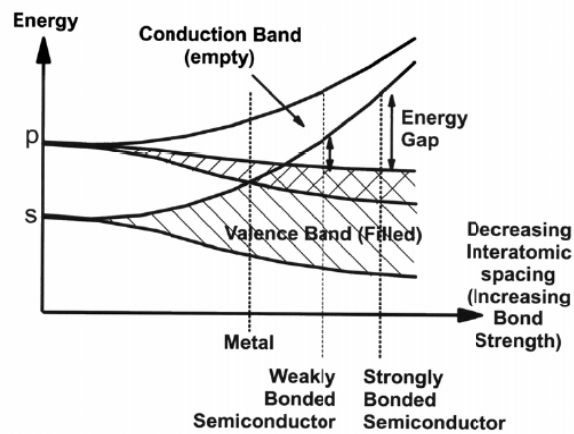
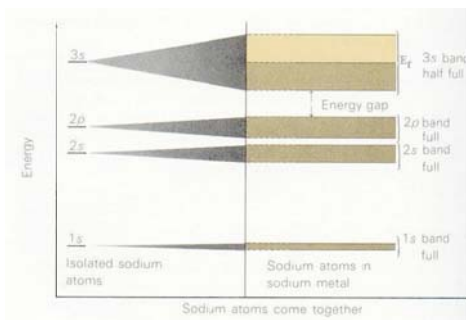


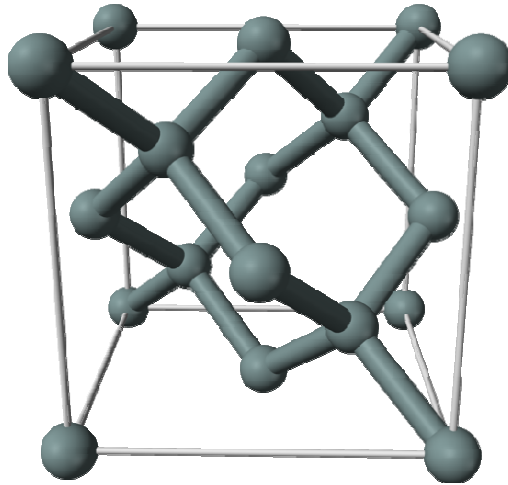
Beton 100 Ohm m, teflon: 1E25 Ohm m

Sávszerkezetek:



Forrás: By Nanite - Own work, CC0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=26707196>
 Fermi szint körül véges hőmérséklet figyelembe véve

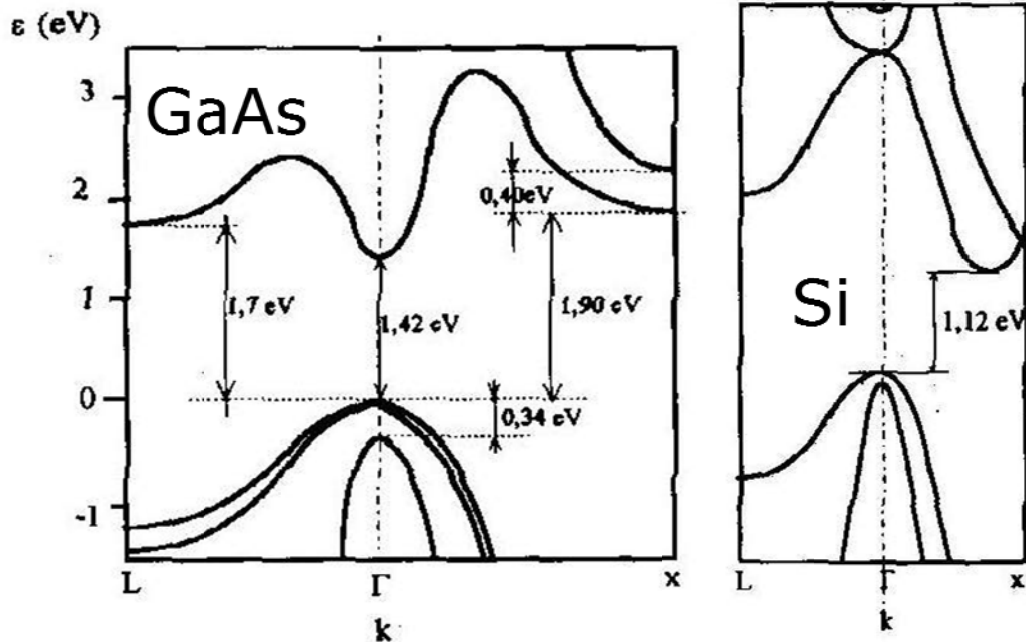




Szerkezet, gyémánt, zincblende (ZnS, cinkszulfid)

2. óra

Sávszerkezet:



Fogalmak: Band gap (tiltott sáv), direkt és indirekt szerepe félvezető lézereknél

Optikai tulajdonságok (abszorpció):

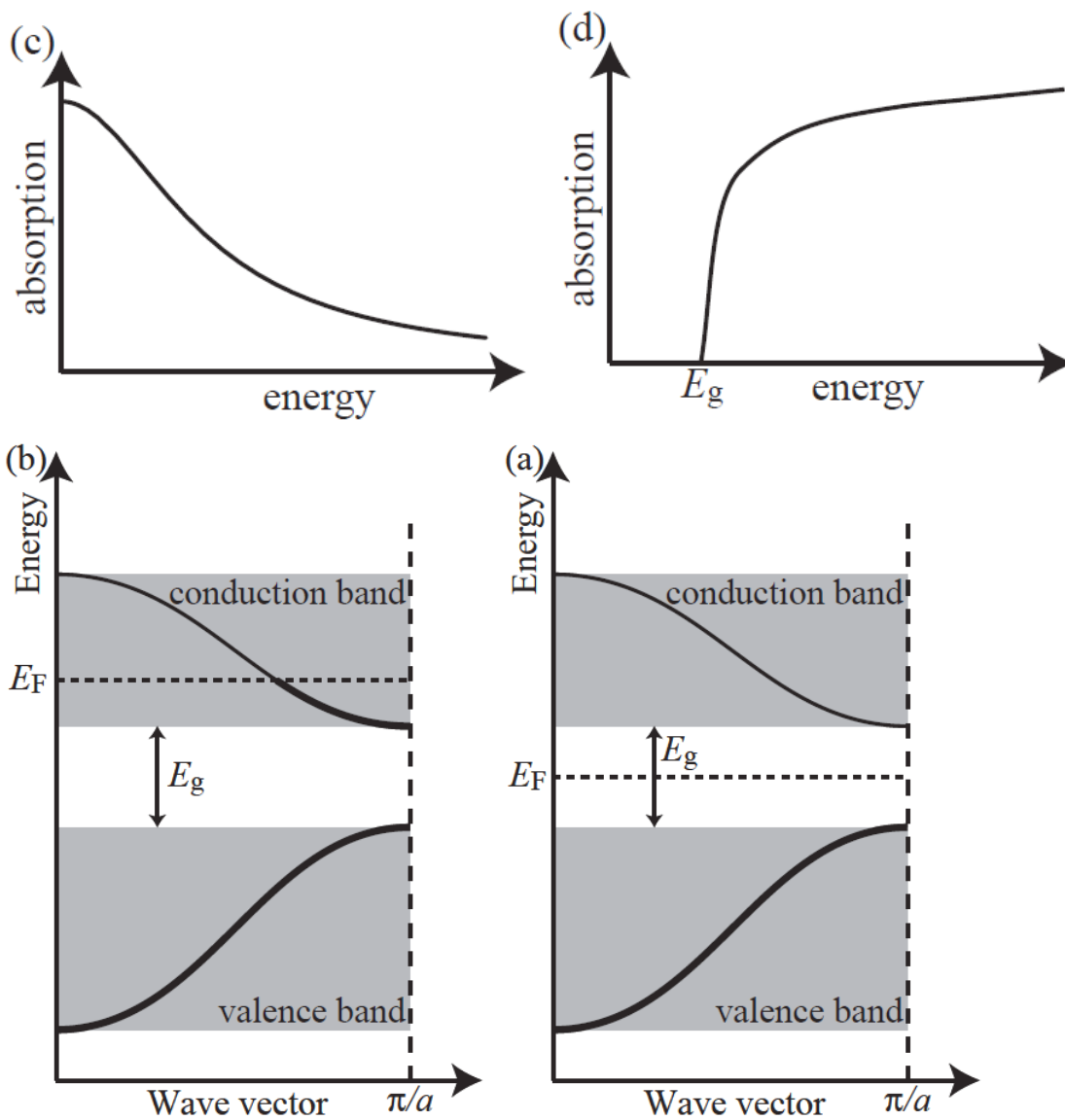


Table 1.2 Band gaps (in eV) of selected semiconductors.

Si	Ge	GaAs	AlAs	InAs
1.1	0.7	1.5	2.2	0.4

kiolvasás könnyebb félvezetőkben, fotoáram!

Töltéshordozók félvezetőkben:

Dópolás hatása: pl. Germániumban $1E22$ atom/cm³, egy fémbe $n=1E22$ 1/cm³ (töltéshordozó sűrűség)

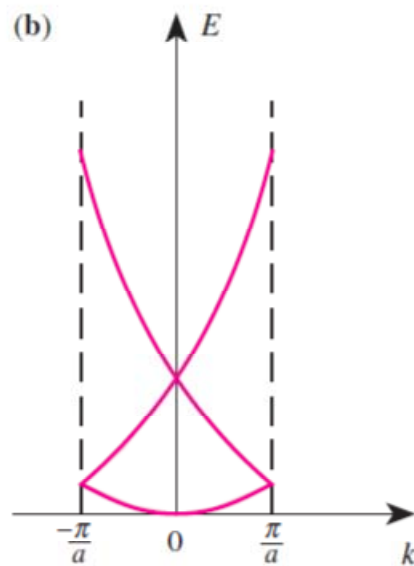
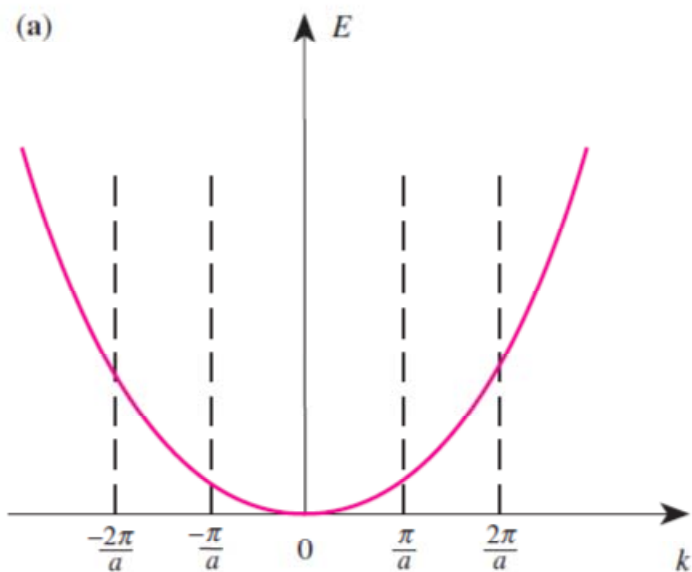
De Germániumban szobahőmérsékleten $2E13$ 1/cm³ elektron és lyuk van (9 nagyságrend).

1 ppm As $1E16$ db elektront ad hozzá, amitől a vezetőképesség 1000-szeresére nő! **$j=nev$**

Szilárdtestfizikai alapfogalmak és összefüggések:

Fermi energia: gap-es szigetelőre nincs értelme a hagyományos definíciónak, aminek van értelme: kémiai potenciál a T tart 0 határesetben

1D szabad elektron kép (Yu-Cardona):



ún. üres rács, kvázi szabad elektron közelítéssel is elmondani!

$$D(\varepsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\varepsilon}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*}$$

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}} + 1}$$

$$\mathbf{v} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{k}}$$

$$F = \hbar \mathbf{k}$$

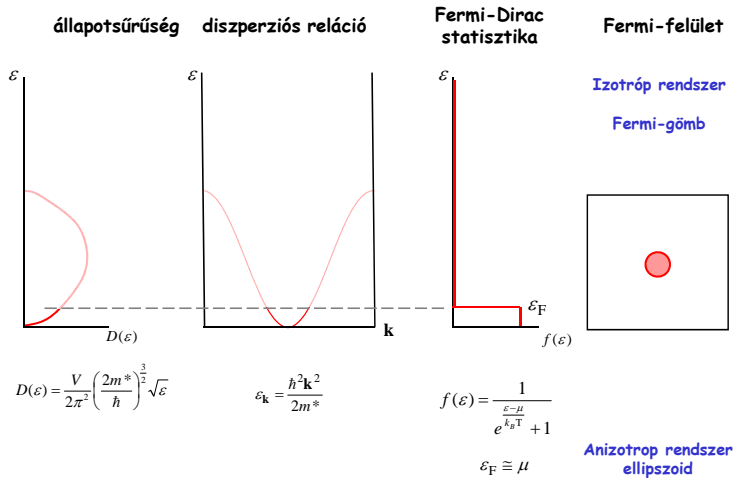
$$(m^*)^{-1} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k^2}$$

Effektív tömeg: a diszperziós reláció görbületének inverze!

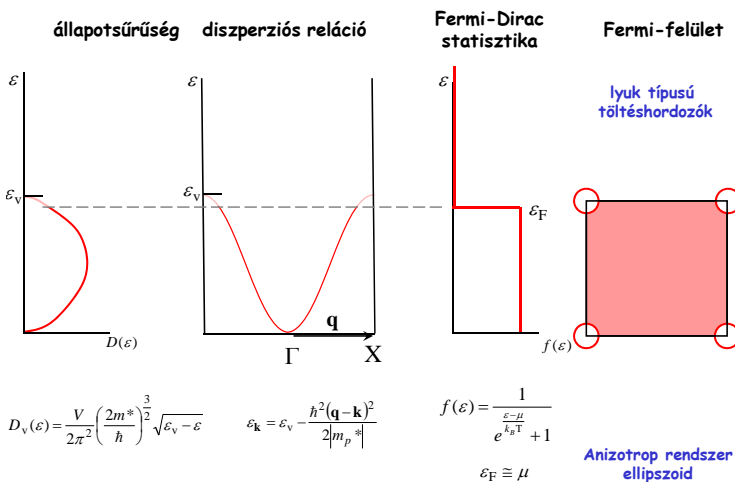
Valós anyagban pl. GaAs: conduction band, light hole, heavy hole, split hole

ÁBRA

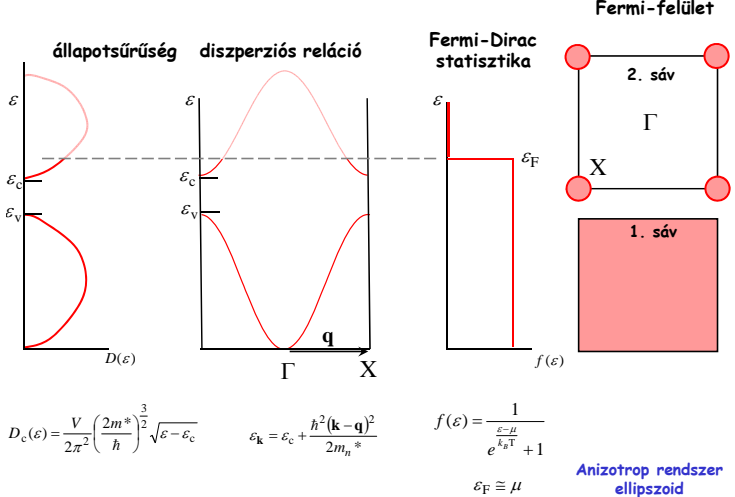
Sávok betöltése



Sávok betöltése

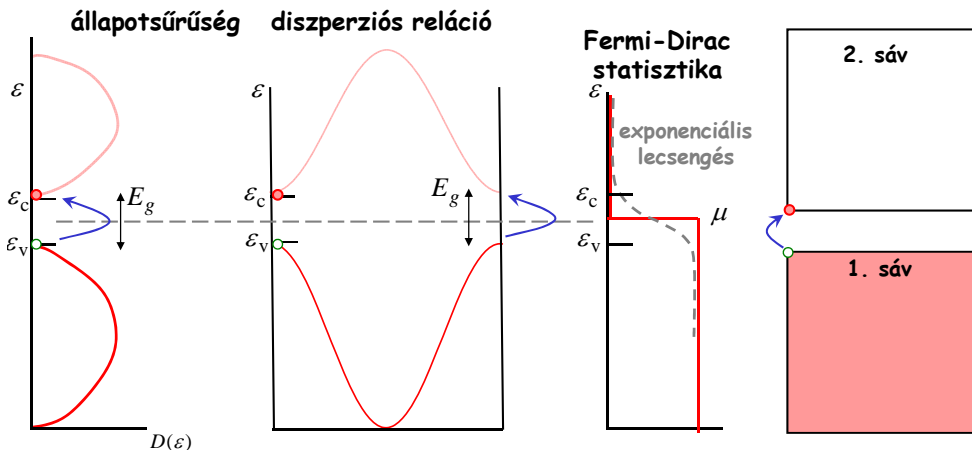


Sávok betöltése



A teljesen betöltött sáv

Nincs Fermi-felület



$$D_c(\epsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\epsilon - \epsilon_c}$$

$$D_v(\epsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\epsilon_v - \epsilon}$$

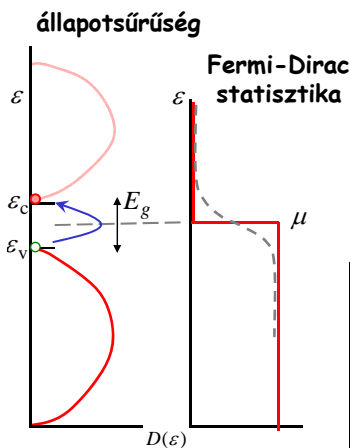
Hol van a kémiai potenciál?

Termikus gerjesztések a vegyérték sávból a vezetési sávba

$$E_g \gg k_B T$$

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}} + 1} \approx \exp\left\{-\frac{\epsilon(\mathbf{k}) - \mu}{k_B T}\right\}$$

A teljesen betöltött sáv



$$n = \int_{\epsilon_c}^{\infty} D_c(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon = 2 \left(\frac{m_n^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{\epsilon_c - \mu}{k_B T}\right\}$$

$$p = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} D_v(\epsilon) [1 - f(\epsilon)] d\epsilon = 2 \left(\frac{m_p^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{\mu - \epsilon_v}{k_B T}\right\}$$

Az elektronok és a lyukak száma megegyezik

$$\mu = \frac{1}{2}(\epsilon_c + \epsilon_v) + \frac{3}{4} k_B T \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)$$

$$\mu \approx \epsilon_c + \frac{E_g}{2} \quad \text{tiltott sáv közepe}$$

$$n = p = \sqrt{np}$$

$$f(\epsilon) \approx \exp\left\{-\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right\}$$

$$np = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2} \exp\left\{-\frac{\epsilon_c - \epsilon_v}{k_B T}\right\}$$

Töltéshordozó koncentráció (RT)

Si: $1.02 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$

Ge: $2.33 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$

$$n = p = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \exp\left\{-\frac{E_g}{2k_B T}\right\}$$

revisiting the DOS, dimensions of DOS, comparing N in a metal and a semiconductor

Intrinsic mobility

Vezetési tulajdonságok, Drude modell, más effektív tömeg, és töltés, de járulékok összeadódik, mobilitás fogalma, értéke

3. óra

Drude modellben, Plazma frekvencia levezetése

$$\sigma = e\mu_e n + e\mu_h p$$

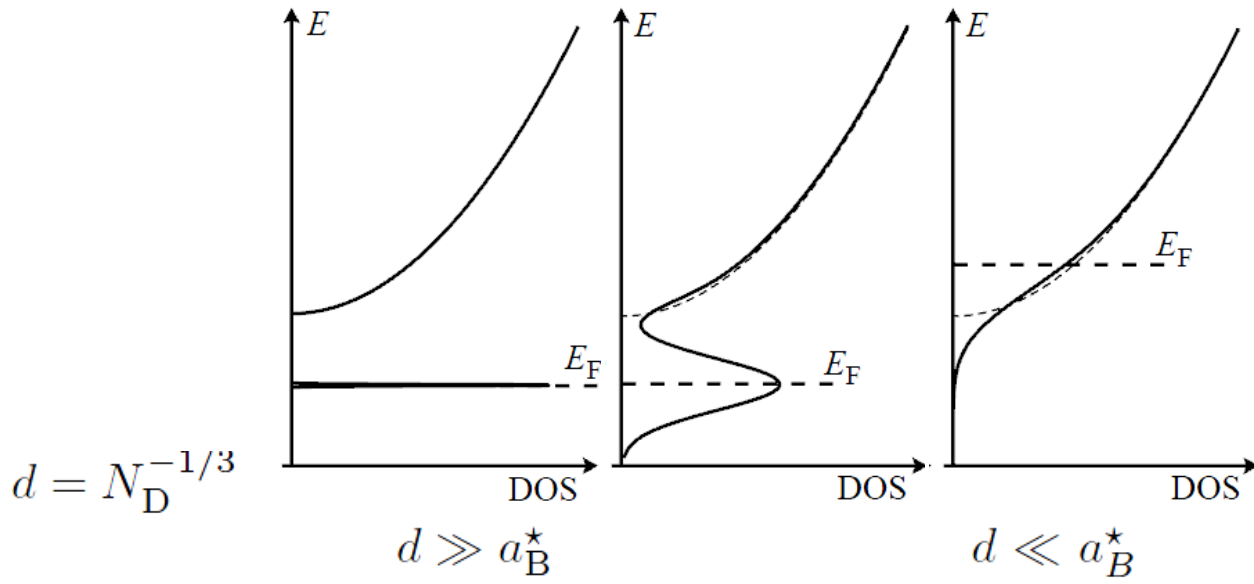
typical values (Kittel): cm²/Vs, for Si 1000 (phonons) for electrons, 500 for holes (due to band-band scattering), InAs 30.000 (electrons), 500 for holes (high speed electronics!), record: graphene 0.2-2 M!!! Organic semiconductors 50!

Doping (adalékolás)

Donor: P, As, Sb V column

Acceptor: B, Ga, In, III column

Derivation of Bohr model, $E_b = -13.6$ eV, $a_B = 0.5$ Angs, in SC's 10-100 meV, shallow and deep donor/acceptor bands



4. óra
Band structure calculations

Yu-Cardona, nevezetes pontok definíciója:

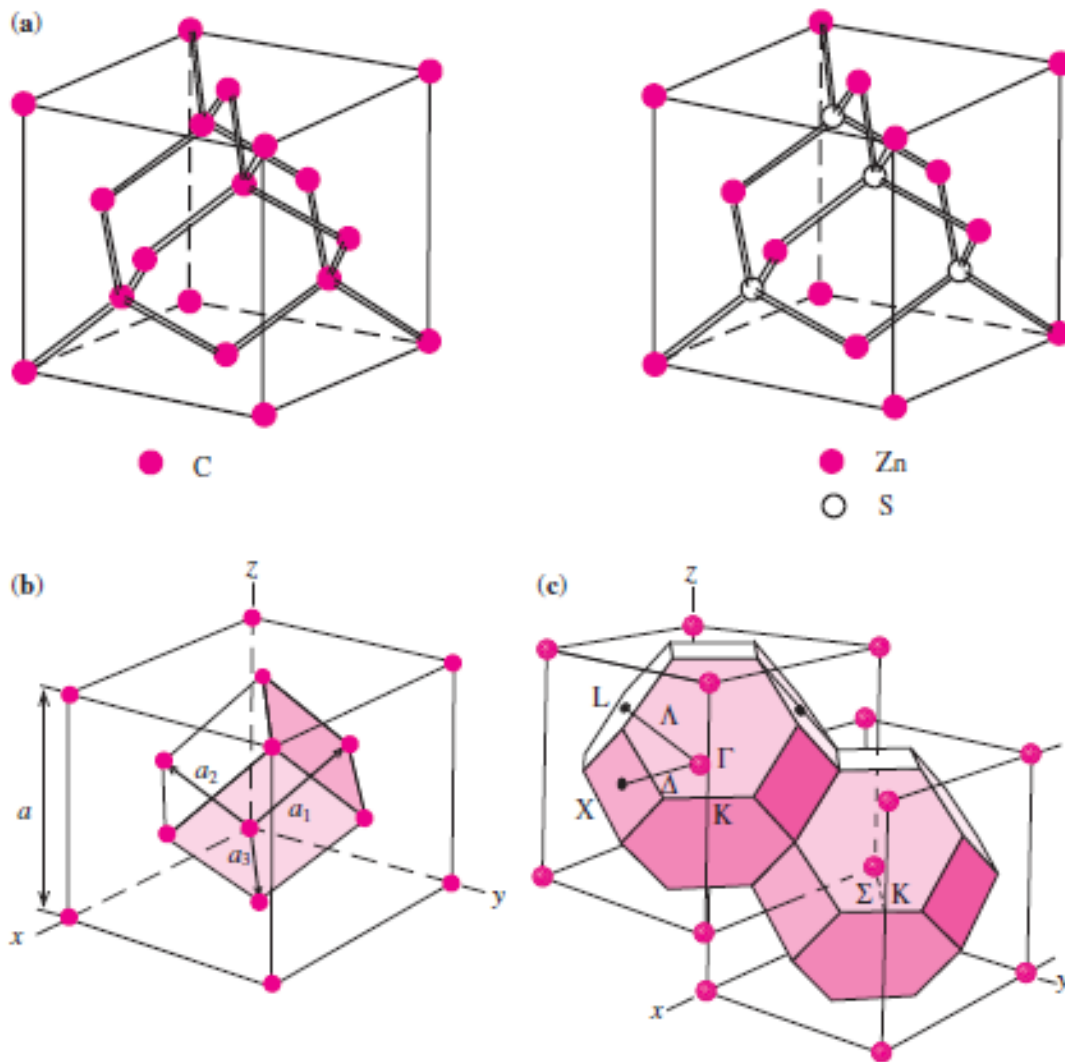


Fig. 2.2. (a) The crystal structure of diamond and zinc-blende (ZnS). (b) the fcc lattice showing a set of primitive lattice vectors. (c) The reciprocal lattice of the fcc lattice shown with the first Brillouin zone. Special high-symmetry points are denoted by Γ , X , and L , while high-symmetry lines joining some of these points are labeled as Λ and Δ

TB levezetés

figure 2 a kulonboz integralok tipusairol

<http://titus.phy.qub.ac.uk/members/tony/WSMS2009/WSMS-Paxton-Jan09.pdf>

k.p: a good description is in the Yu-Cardona book

2.6 The $k \cdot p$ Method of Band-Structure Calculations

The pseudopotential method is not the only method of band structure calculation which requires a small number of input parameters obtainable from experimental results. In the empirical pseudopotential method the inputs are usually energy gaps. In optical experiments one typically determines both energy gaps and oscillator strengths of the transitions. Thus it can be an advantage if the optical matrix elements can also be used as inputs in the band structure calculation. In the $k \cdot p$ method the band structure over the entire Brillouin zone can be extrapolated from the zone center energy gaps and optical matrix elements. The $k \cdot p$ method is, therefore, particularly convenient for interpreting optical spectra. In addition, using this method one can obtain analytic expressions for band dispersion and effective masses around high-symmetry points.

The $k \cdot p$ method can be derived from the one-electron Schrödinger equation given in (2.4). Using the Bloch theorem the solutions of (2.4) are expressed, in the reduced zone scheme, as

$$\Phi_{nk} = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})u_{nk}(\mathbf{r}), \quad (2.34)$$

where n is the band index, \mathbf{k} lies within the first Brillouin zone, and u_{nk} has the periodicity of the lattice. When Φ_{nk} is substituted into (2.4) we obtain an equation in u_{nk} of the form³

$$\left(\frac{p^2}{2m} + \frac{\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V \right) u_{nk} = E_{nk} u_{nk}. \quad (2.35)$$

At $\mathbf{k}_0 = (0, 0, 0)$, (2.35) reduces to

$$\left(\frac{p^2}{2m} + V \right) u_{n0} = E_{n0} u_{n0} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.36)$$

Similar equations can also be obtained for \mathbf{k} equal to any point \mathbf{k}_0 . Equation (2.36) is much easier to solve than (2.4) since the functions u_{n0} are periodic. The solutions of (2.36) form a complete and orthonormal set of basis functions. Once E_{n0} and u_{n0} are known, we can treat the terms $\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}/m$ and $\hbar^2 k^2/(2m)$ as perturbations in (2.35) using either **degenerate** or **nondegenerate perturbation theory**. This method for calculating the band dispersion is known as the **$k \cdot p$ method**. Since the perturbation terms are proportional to k , the method works best for small values of k [2.15]. In general, the method can be applied to calculate the band dispersion near any point \mathbf{k}_0 by expanding (2.35) around \mathbf{k}_0 provided the wave functions (or the matrix elements of \mathbf{p} between these wave functions) and the energies at \mathbf{k}_0 are known. Furthermore, by using a sufficiently large number of u_{n0} to approximate a complete set of basis

³ Equation (2.35) is rigorously valid only if V is a *local* potential, i.e., it depends only on one spatial coordinate r . This is not strictly true in the case of pseudopotential [2.8]

2.6.1 Effective Mass of a Nondegenerate Band Using the $k \cdot p$ Method

Let us assume that the band structure has an extremum at the energy E_{n0} and the band is nondegenerate at this energy. Using standard nondegenerate perturbation theory, the eigenfunctions u_{nk} and eigenvalues E_{nk} at a neighboring point \mathbf{k} can be expanded to second order in k in terms of the unperturbed wave functions u_{n0} and energies E_{n0} by treating the terms involving k in (2.35) as perturbations.

$$u_{nk} = u_{n0} + \frac{\hbar}{m} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle u_{n0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n'0} \rangle}{E_{n0} - E_{n'0}} u_{n'0} \quad (2.37)$$

and

$$E_{nk} = E_{n0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2}{m^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n'0} \rangle|^2}{E_{n0} - E_{n'0}}. \quad (2.38)$$

The linear terms in k vanish because E_{n0} has been assumed to be an extremum. It is conventional to express the energy E_{nk} , for small values of k , as

$$E_{nk} = E_{n0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (2.39)$$

where m^* is defined as the **effective mass** of the band. Comparing (2.38) and (2.39) we obtain an expression for this effective mass:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m} + \frac{2}{m^2 k^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n0} | \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} | u_{n'0} \rangle|^2}{E_{n0} - E_{n'0}}. \quad (2.40)$$

Envelope function

https://books.google.hu/books?id=sC8CDvGt01YC&pg=PA3&lpg=PA3&dq=envelope+function+method+semiconductors&source=bl&ots=RQYM-S3MCh&sig=47Z66RxB_1pVLzZQZtmsx9CHRRk&hl=en&sa=X&ved=0ahUKEwiP-Y2Hh8HWAhWCCpoKHYPUCxUQ6AEIzAJ#v=onepage&q=envelope%20function%20method%20semiconductors&f=false

TRANSPORT

	SOMMERFELD	BLOCH
QUANTUM NUMBERS (EXCLUDING SPIN)	\mathbf{k} ($\hbar\mathbf{k}$ is the momentum.)	\mathbf{k}, n ($\hbar\mathbf{k}$ is the crystal momentum and n is the band index.)
RANGE OF QUANTUM NUMBERS	\mathbf{k} runs through all of k -space consistent with the Born-von Karman periodic boundary condition.	For each n , \mathbf{k} runs through all wave vectors in a single primitive cell of the reciprocal lattice consistent with the Born-von Karman periodic boundary condition; n runs through an infinite set of discrete values.
ENERGY	$\epsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$.	For a given band index n , $\epsilon_n(\mathbf{k})$ has no simple explicit form. The only general property is periodicity in the reciprocal lattice: $\epsilon_n(\mathbf{k} + \mathbf{K}) = \epsilon_n(\mathbf{k})$.
VELOCITY	The mean velocity of an electron in a level with wave vector \mathbf{k} is: $\mathbf{v} = \frac{\hbar\mathbf{k}}{m} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial \mathbf{k}}$.	The mean velocity of an electron in a level with band index n and wave vector \mathbf{k} is: $\mathbf{v}_n(\mathbf{k}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon_n(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}$.
WAVE FUNCTION	The wave function of an electron with wave vector \mathbf{k} is: $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{V^{1/2}}$.	The wave function of an electron with band index n and wave vector \mathbf{k} is: $\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ where the function $u_{n\mathbf{k}}$ has no simple explicit form. The only general property is periodicity in the direct lattice: $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$.

Asch-Mermin Ch 12

Alapvető eszközök: elektroncsöves analógiák, dióda, trióda
epitaxial: vékony bőr (görög)

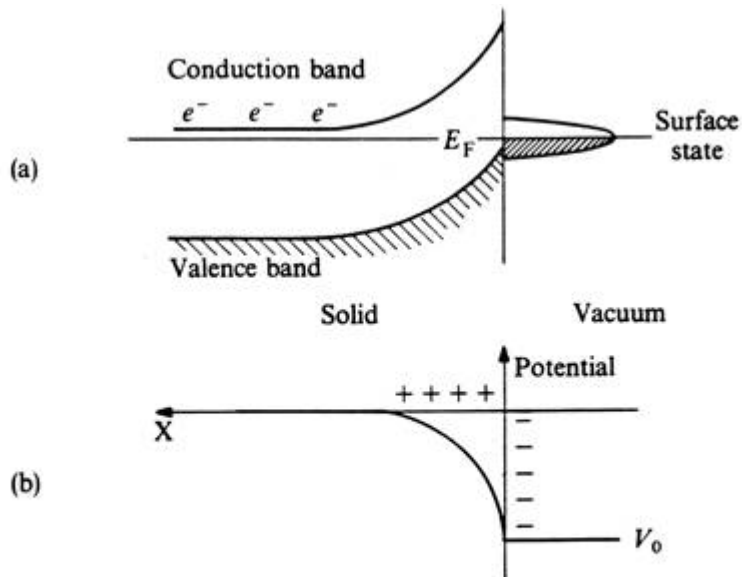
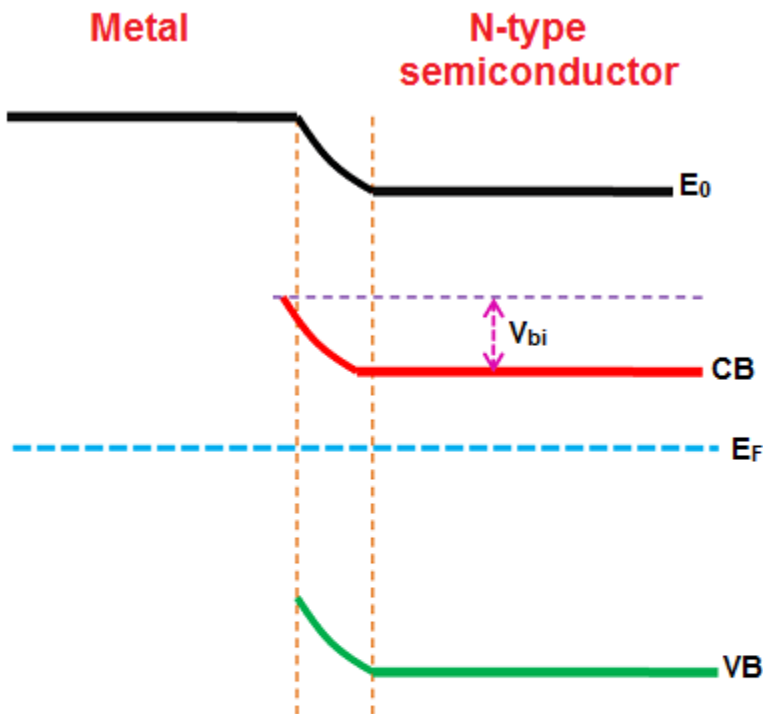


Fig. 7.24 Band bending due to a surface state on a n-type semiconductor. (a) Band energies and Fermi level, showing surface state. (b) Charge distribution and variation of electrostatic potential.

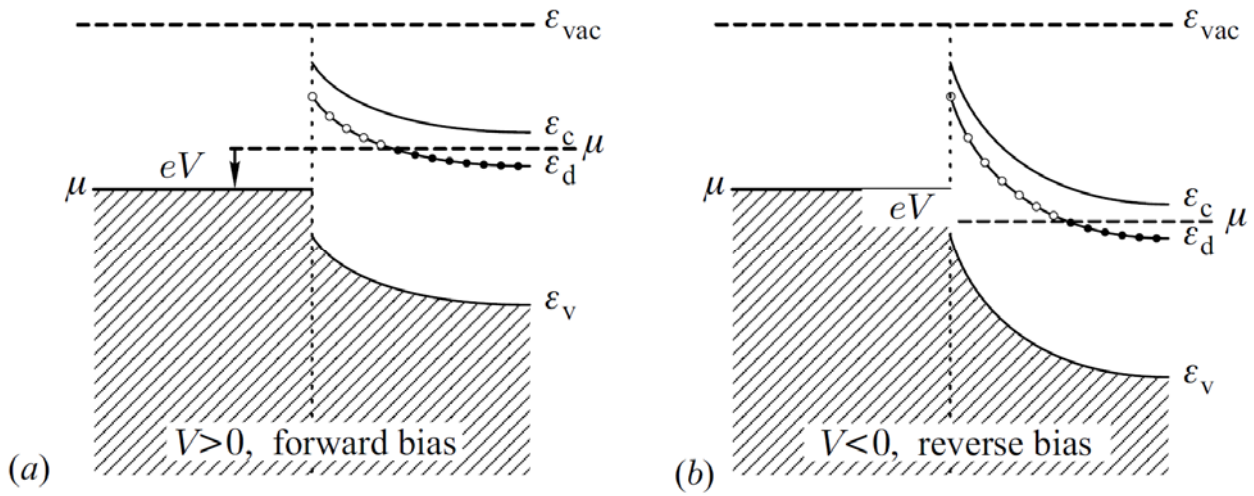
SCHOTTKY Barrier



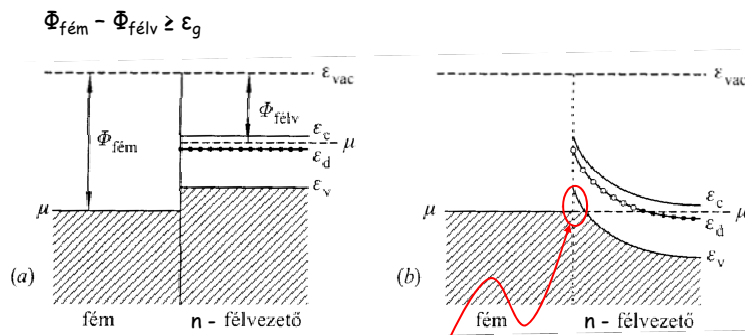
Physics and Radio-Electronics

- CB = Conduction band
- VB = Valence band
- E_0 = Vacuum level
- E_F = Fermi level
- V_{bi} = Built-in-voltage barrier

Csontos jegyzetében lévő, nem jól mutatja a vakuum szerepet!!! de a kémiai potencial eltolását jól mutatják

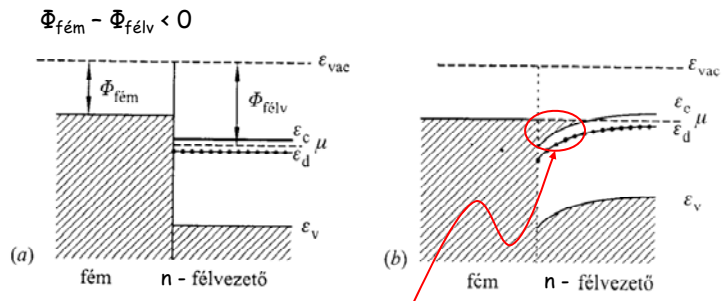


Fém - félvezető átmenet: inverziós réteg



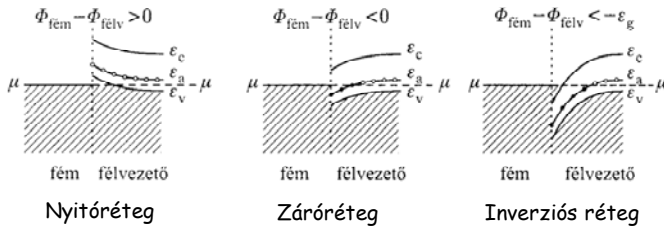
Inverziós réteg: 2 dimenziós lyukgáz az n-félvezető oldalán

Fém - félvezető átmenet: nyitóréteg

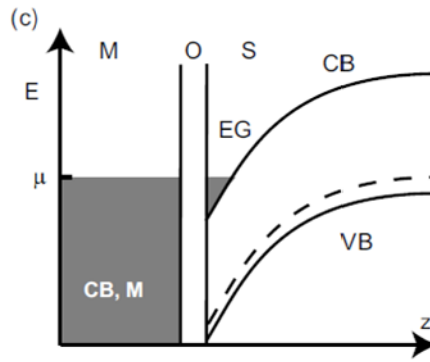
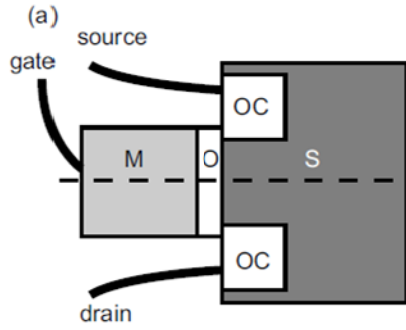


Nyitóréteg: 2 dimenziós elektrongáz az n-félvezető oldalán, nincs Schottky gát

p-típusú félvezetők

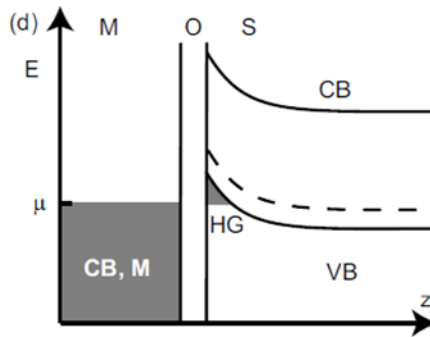
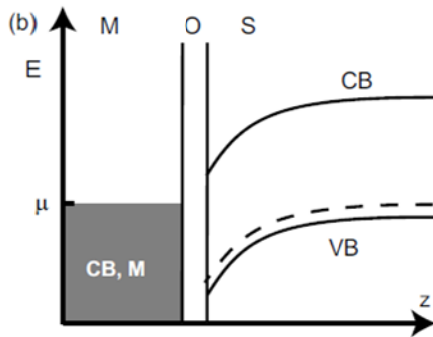


MOSFET



Inverziós réteg

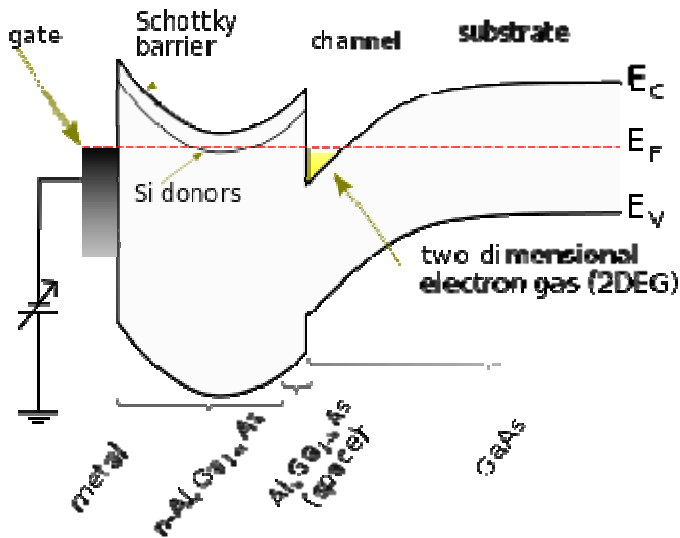
$V > 0$



Akkumulációs réteg

$V < 0$

HEMT



Spin-orbit coupling

Electrodynamics: \vec{v} \rightarrow \vec{E} \rightarrow $\vec{B} = -\frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c^2}$ \otimes \vec{B}

Interacts with electrons' magnetic moment $\hat{\mu} = -\frac{e}{2m}g\hat{S}, \quad g = 2$

$$-\vec{v} \times \vec{E} = \vec{v} \times \nabla \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} = \vec{v} \times \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{d}{dr} \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{1}{m} \hat{\mathbf{L}} \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

$$\hat{H}_{SO} = -\hat{\mu}\mathbf{B} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2m^2c^2} \frac{\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{L}}}{r^3}$$

Types of internal E field:

Intrinsic (atomic)

Dresselhaus

Bychkov-Rashba

Proximity

e.g. GaAs

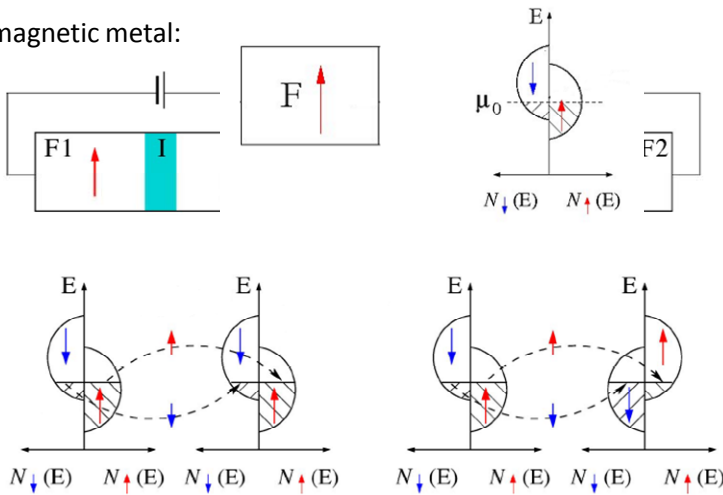
gating field

heterolayers

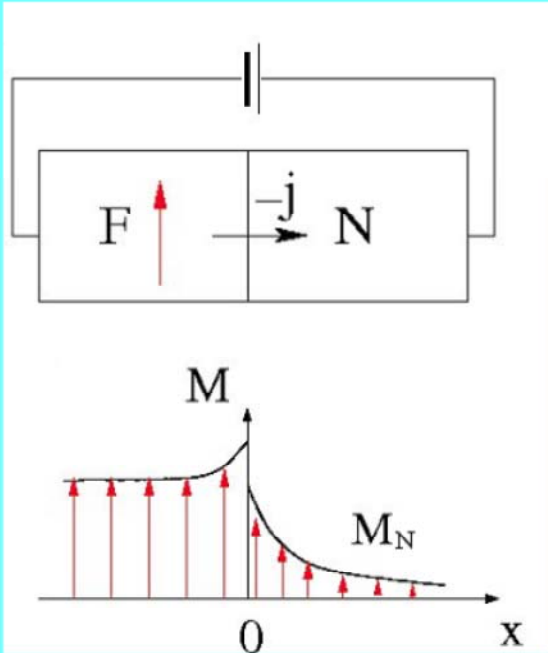
$$E_{n,l+\frac{1}{2}} - E_{n,l-\frac{1}{2}} = \frac{mc^2}{2} \frac{\alpha^4 Z^4}{n^3 l(l+1)}$$

Spin valve I.

Ferromagnetic metal:



Spin-diffusion



M decays

Spin-relaxation (spin decoherence)

Spin diffusion length

Momentum relaxation \rightarrow resistivity

Electrons: collisions 10^{-14} sec

Mean free path:

$$l = v_F \tau$$



Spin flip:

10^{-8} sec

Diffusion!

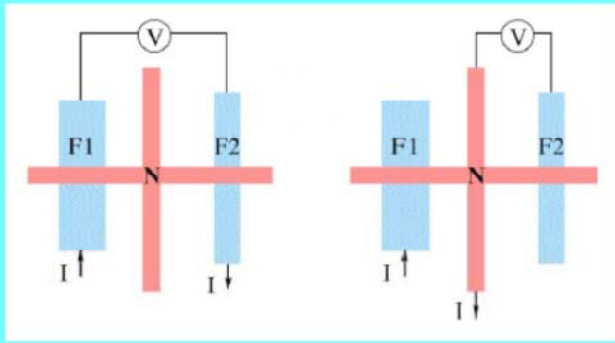
Spin diffusion length:

$$\lambda \approx v_F \sqrt{\tau T_1}$$

Weaker coupling of spin to environment

Higher fidelity, smaller, faster devices ...

Non-local resistance measurement



Local

Non-local
geometry

$$R_{\text{non-local}} = \frac{P^2 \lambda_{\text{sf}}}{2W\sigma} \exp(-L/\lambda_{\text{sf}})$$

Tombros et al. Nature 2007

