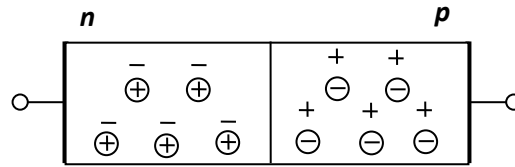


**p-n átmenet (dióda):**

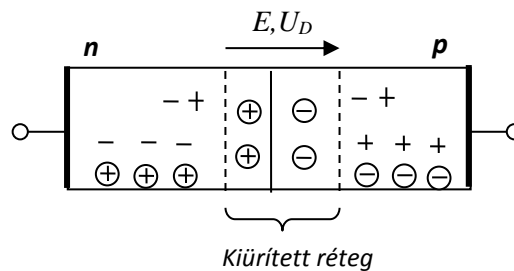
Illesszünk össze egy n, illetve p típusú félvezető lapkát, így egy félvezető diódát létrehozva:

*Kiindulási állapot:*

Szilícium egykristály  
n, ill. p szennyezéssel



*Egyensúlyi állapot:*



- 0.) Külső feszültséget *nem* kapcsolunk az np struktúrára.
- 1.) Az elmozdulni képes töltéshordozók koncentráció különbsége (n oldalon szabad elektronok, p oldalon szabadon elmozduló lyukak vannak nagy koncentrációban), az elektronok és a lyukak diffúziós áramlását indítja el.
- 2.) Az  $n \rightarrow p$  irányban elektronok, a  $n \leftarrow p$  irányban lyukak diffundálnak. Az ellenkező oldalra átjutva az elektronok a p oldal elektron hiányait pótolják, míg a túloldalra kerülő lyukak az ellentétes töltésű elektronokkal találkozáva semlegesítődnek.
- 3.) Kialakul így egy szabadon mozgó töltéshordozóktól mentes *kiürített réteg*.
- 4.) A helyhez kötött ionok az n oldalon  $\oplus$ , p oldalon  $\ominus$  töltéssel helyben maradnak. Így a töltésegyensúly, ami a pn rétegek összeillesztése előtt még fennállt, az „összeillesztés” után már nem lesz igaz: a p oldalon a helyhez kötött  $\ominus$  ionok elvesztették a kiegyenlítő lyukjaikat a diffúzió miatt, míg az n oldalon a  $\oplus$  helyhez kötött ionok elvesztették a kiegyenlítő elektronjaikat.
- 5.) Így a helyhez kötött, nem semlegesített ionok villamos térerősséget hoznak létre, ami a diffúziós áramot *gátolja*. Ez a tér fékezi a többségi töltéshordozók diffúzióját a másik oldalra. A kialakult térerősség egy potenciálkülönbségnek felel meg, ez a *diffúziós potenciál*, amelynek iránya a térerősséggel megegyező. A szemben álló, helyhez kötött töltéseket tértöltésnek nevezzük éppen a helyhez kötöttségük miatt.
- 6.) A diffúziót gátló térerősség megnövekedésével, a diffúzió lecsökken, a töltéshordozó mozgás megállni látszik.
- 7.) Azonban, a kiürített réteg közelébe eljutó kisebbségi töltéshordozók átsodródhatnak a túloldalra, mert azokat a tértöltés térerőssége gyorsítja.
- 8.) Ugyanakkor az átjutott kisebbségi töltéshordozó a túloldalon már többségi töltéshordozó, ami megnövelte a koncentrációt, így az ellentétes oldalra a diffúziós áramlást.
- 9.) Létrejön egy egyensúlyi állapot: többségi töltéshordozók diffúziós árama = kisebbségi töltéshordozók drift áramával.

## „p-n” átmenet (dióda) nyitó irányú előfeszítése:

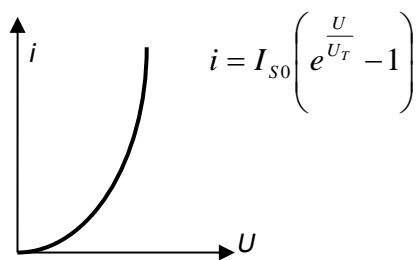
A p rétegre a feszültségforrás pozitív, míg az n rétegre a negatív sarkát kapcsoljuk egy kezdetben kicsi  $U$  feszültség generátornak.

Az  $U$  feszültség a diffúziós potenciállal ellentétes irányú, tehát csökkenti az  $U_D$  irányú térerősséget, ami a külső feszültség nélkül kialakult áram egyensúlyt a *diffúziós áramok növekedése* felé billenti. Mivel mind az n, mind a p rétegek szennyezett félvezetők szabad töltéshordozókkal, jó vezetők, kicsi feszültség esik rajtuk, kicsi bennük a térerősség az  $U$  feszültség majdnem teljes egészében az átmenetre esik.

Az átmenetben kialakuló eredő térerősség lecsökken, tehát a *diffúziót gátló hatás kisebb lesz*, megindul a többségi

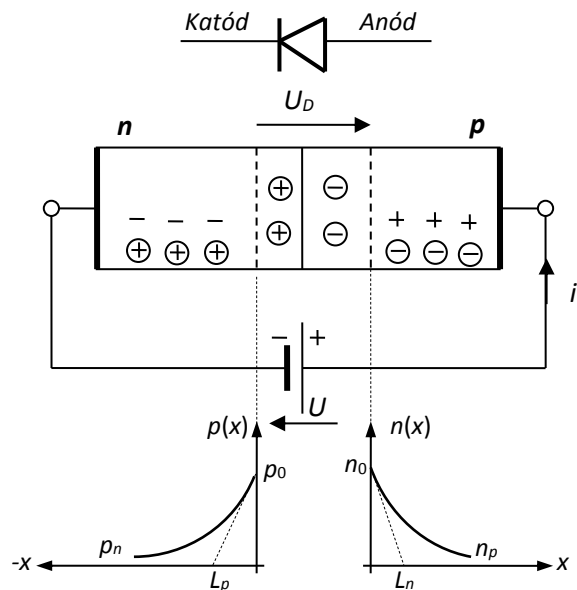
töltéshordozók túloldalra való áramlása, ahol ők kisebbségi töltéshordozók lesznek. Ezt a folyamatot töltés *injekciónak* nevezzük. Ha a réteg, amibe az injektálás megtörténik hosszú az  $L$  *diffúziós hosszhoz* (átlagos megtett töltéshordozó út rekombináció nélkül) képest, akkor előbb utóbb rekombinációra (az ellentétes többségi töltéshordozóval való találkozásra) kerül sor. Ilyenkor tehát az átmenet közelében diffúziós, majd attól távolodva rekombináció miatt kialakuló sodródási áram folyik, az összáram állandó. (Ezt az esetet hívjuk *hosszú* (bázisú) diódának, ezt mutatja az ábra is.) Távol az átmenettől a kisebbségi töltéshordozók a szennyezett félvezetőknél látott egyensúlyi sűrűségben ( $n_p, p_n$ ) vannak jelen.

A diffúziós áram az  $U$  feszültség növelésének hatására exponenciálisan növekszik, ami miatt a pn átmenet árama:



$$i = I_{s0} \left( e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right)$$

$$U_T = \frac{kT}{q} \Big|_{20^\circ\text{C}} = 26 \text{ mV} \quad I_{s0} \approx 10^{-13} \text{ A}$$



Az  $U_T$  a termikus potenciál,  $k$  Boltzmann állandó,  $q$  az elektron töltésének abszolút értéke.

## „p-n” átmenet (dióda) záró irányú előfeszítése:

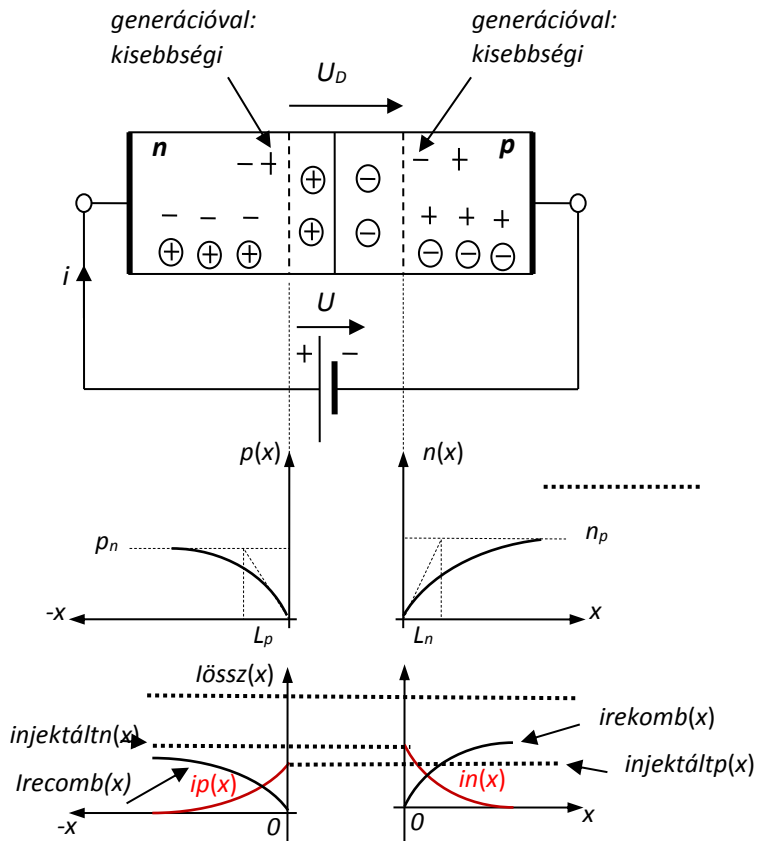
A záró irányú  $U$  feszültség diffúziós potenciál irányú, tehát növeli az  $U_D$  irányú térerősséget, tovább növeli a kiürített réteg szélességét, illetve gátolja a többségi töltéshordozók diffúzióját. A többségi töltéshordozók árama emiatt az  $U$  növelésével csökken, majd megszűnik, csak a kisebbségi töltéshordozók árama folyik, ami nem marad kiegyenlített többé, mint ahogyan volt, az  $U=0$  esetben. Ha a kisebbségi töltéshordozók a kiürített réteg közelébe kerülnek, a kiürített réteg tere elragadja őket (ezért vesszük a koncentrációjukat itt nullának), és átviszi őket a túloldalra, ahol többségi töltéshordozóként ohmos vezetéssel folyik tovább áramuk. Távol a kiürített rétegtől, a töltéshordozó sűrűség a generáció által meghatározott szintű,  $p_n$ , illetve  $n_p$ . A kisebbségi töltéshordozók a koncentráció gradiense miatt az  $i_p(x)$ , illetve az  $i_n(x)$  áramokat hozzák létre.

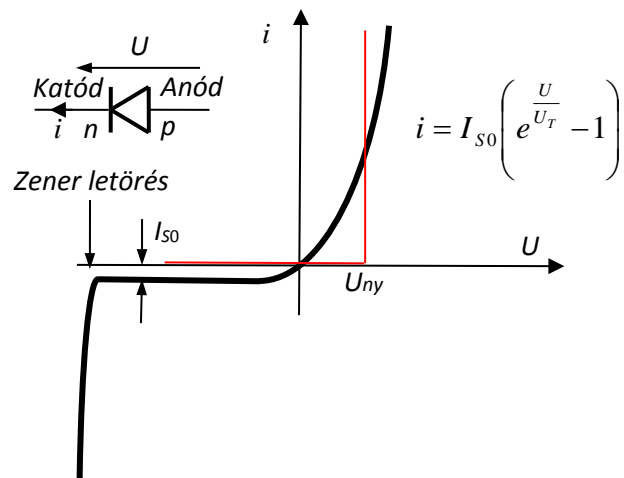
Távolodva az átmenettől a rekombinációs áram ( $i_{re}$ ) (lyuk - elektron találkozása) válik egyre nagyobbá, az összárám ( $i_{össz}$ ) állandó, tehát kiszámítható a kisebbségi áramok kiürített réteg peremén ( $x=0$ ) érvényes értékeként:

$$\overbrace{i_p(x)} \quad \overbrace{i_n(x)}$$

$$i = i_z = qAD_p \left. \frac{dp(x)}{dx} \right|_{x=0} + qAD_n \left. \frac{dn(x)}{dx} \right|_{x=0} = qA \left( D_p \frac{p_n}{L_p} + D_n \frac{n_p}{L_n} \right) = I_{s0}$$

Ez a tipikusan igen kicsi záró irányú áram a kisebbségi töltéshordozók generációjától függ, tehát hőmérséklet és fény besugárzás függő.

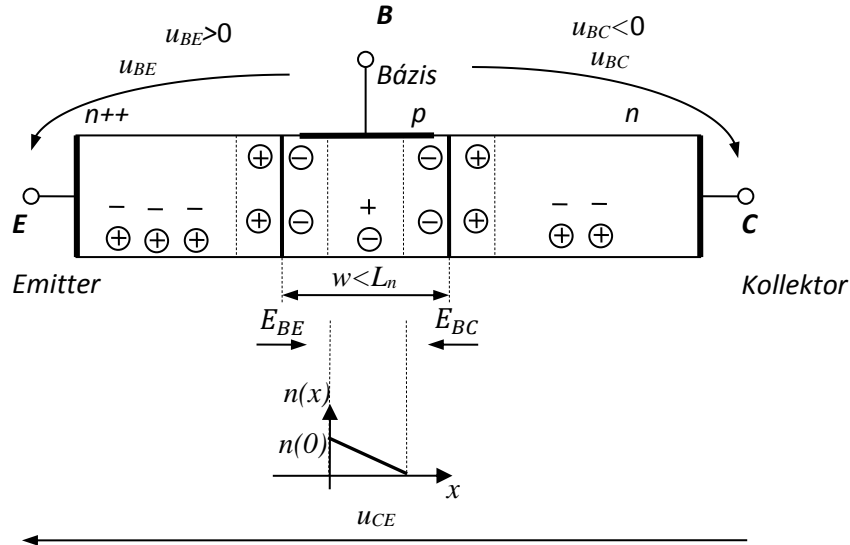


**A PN átmenet - dióda teljes karakterisztikája:**

A karakterisztikát igen gyakran közelítjük a piros egyenesek szerinti egyparaméteres közelítéssel, az  $U_{ny}$  nyitó feszültséggel, elhanyagolva a kicsi záró irányú áramot, illetve a nyitó irányú feszültségfüggést.

## Bipoláris tranzisztor (Bipolar Junction Transistor - BJT):

NPN tranzisztor:



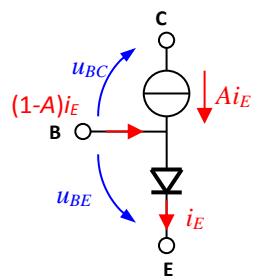
Az emitter réteg jóval erősebben szennyezett ( $n++$ ), mint bázis ( $p$ ). A bázis hossza ( $w$ ) rövid az elektronok diffúziós hosszához ( $L_n$ ) képest.

A tranzisztor működését a *normál aktív* tartományban vizsgáljuk:  $U_{BE} > 0$ ,  $U_{BC} < 0$ .

A nyitó irányban előfeszített BE dióda árama az  $n++$  szennyezés miatt főként elektron áram. Mivel a bázis az injektált elektronok diffúziós hosszánál jóval rövidebb, és a záró irányban előfeszített BC dióda  $E_{BC}$  elektromos erőtere a BC dióda kiürített rétegéhez érkező elektronokra nyelőként szolgál, ezért a bázisbeli elektronsűrűség az  $n(x)$  elektron koncentráció az ábra szerinti a hely függvényében. Ez konstans (minimális rekombinációjú) áramú

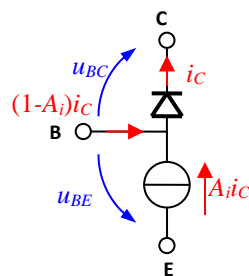
diffúziós elektron áramot jelent felidézve a diffúziós áram összefüggését:  $i = qAD_n \frac{dn(x)}{dx}$ . A

bázis áram ezért javarészt a lyukáramból áll csupán. Mivel a BC dióda erőtere az összes kiürített réteghez érkező elektronra nyelő bármely BC záró feszültség esetén, ezért a kollektor áram nem függ a CB dióda záró feszültségétől, csupán az elektron injekció szintjétől, ami viszont a BE dióda nyitófeszültségétől függ. Ennek alapján belátható, hogy a dióda normál aktív tartományú helyettesítő képe az alábbi bal oldali ábra A áramerősítési tényezővel, ahol a közel 1:



Normál aktív üzem

$$u_{BE} > 0, u_{BC} < 0$$

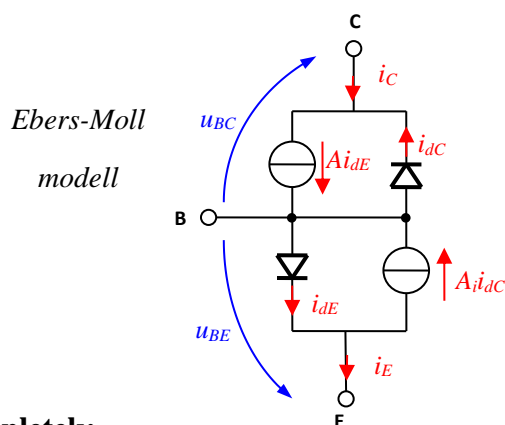


Inverz aktív üzem

$$u_{BE} < 0, u_{BC} > 0$$

Ha az emitter és a kollektor szerepét felcseréljük kapjuk az inverz működési módot a jobb oldali ábra szerint. Ez egy sokkal kisebb  $A_i$  áramerősítési tényezőjű módot jelent, amit a gyakorlatban nem használunk.

Egyesítve az aktív és az inverz üzemmódokat kapjuk a minden módot leíró Ebers-Moll modellt, amely minden üzemmódban leírja a tranzisztort:



**Ebers-Moll egyenletek:**

$$i_E = I_{S0} \left( e^{\frac{u_{BE}}{U_T}} - 1 \right) - A_i I_{S0} \left( e^{\frac{u_{BC}}{U_T}} - 1 \right)$$

$$i_C = A I_{S0} \left( e^{\frac{u_{BE}}{U_T}} - 1 \right) - I_{S0} \left( e^{\frac{u_{BC}}{U_T}} - 1 \right)$$

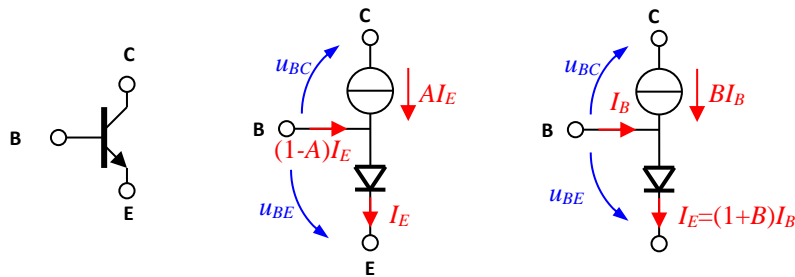
**Tranzisztor üzemállapotok**

<i>B-E dióda</i>	<i>B-C dióda</i>	Üzemi állapotok:
Nyit	Zár	<b>Normál aktív</b> ( $u_{BE} > 0, u_{BC} < 0, u_{CE} > U_m$ )
Zár	Zár	<b>Lezárt</b> (Nem folyik áram) ( $u_{BE} \leq 0, u_{BC} < 0, u_{CE} \geq U_m$ )
Nyit	Nyit	<b>Telítés</b> (Szaturáció) ( $u_{BE} > 0, u_{BC} > 0, u_{CE} < U_m$ )
Zár	Nyit	<b>Inverz aktív</b> (nem használt)

A tárgyban szinte kizárólag alkalmazott üzemmód a normál aktív.

Összefoglalva a *normál aktív tartományú működést*, azt mondhatjuk. A BE diódát nyitó irányban feszítjük elő, így megindul az emitterből az elektronok diffúziója a bázisba az  $u_{BE}$  feszültségtől függően. Ezzel egyidejűleg a bázisból az emitterbe lyukak diffundálnak, de ez sokkal kisebb mértékű az elektron diffúziónál a szennyezés különbség miatt (n++, p). A

bázisba érkező elektronok, mivel diffúziós hosszuknál a bázis rövidebb, lényegi rekombináció nélkül eljutnak a kollektor kiürített rétegéig. Itt a lezárt BC dióda villamos tere teljes egészében elragadja őket, függetlenül a záró feszültség értékétől. Tehát az  $u_{BE}$  feszültség nagyságától függően kialakult elektron áram eljut a kollektorig, ahol teljes egészében kilép, miközben a bázis áram igen kicsi marad. Ezt szimbolizálja a helyettesítő kép:



**Normál aktív üzem**

$$u_{BE} > 0, u_{BC} < 0$$

Bevezetve az A, illetve a B áramerősítési tényezőket:

$$A = \frac{I_C}{I_E} = h_{FB}$$

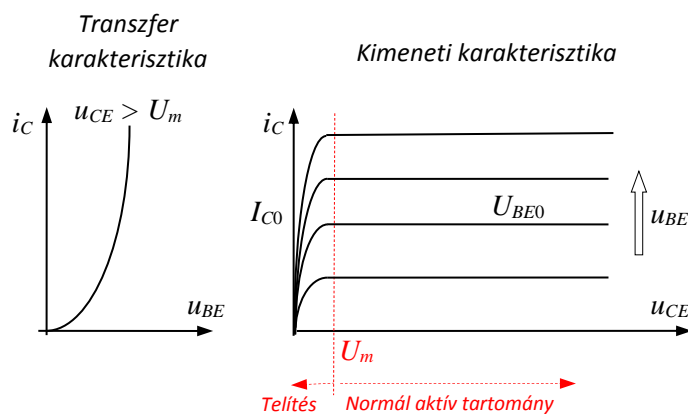
$$B = \frac{I_C}{I_B} = h_{FE}$$

$$B = \frac{A I_E}{(1-A) I_E} = \frac{A}{(1-A)}$$

$$A = \frac{B I_B}{(1+B) I_B} = \frac{B}{(1+B)}$$

## Tranzisztor karakterisztikák

A tranzisztor **normál aktív** tartományában érvényes karakterisztikák:



A transzfer karakterisztika egy nyitó irányú dióda karakterisztika A áramerősítési tényezővel ( $A < 1$ ) megszorozva.

A kimeneti kollektor áram a bázis emitter feszültségtől függően nő, míg a kollektor emitter feszültségtől független, egészen az  $U_m$  maradék feszültségig.