

BİPOLAR TRANZİSTORLAR İÇİN GUMMEL - POON MODELİ (FİZİKSEL YAPI - ELEKTRİKSEL DAVRANIŞ İLİŞKİLERİ) (Duran Leblebici)

1947’de ilk nokta temaslı tranzistorun, 1949’da ilk jonksiyonlu tranzistorun icadını izleyen yıllarda bir bipolar tranzistoru her türlü kutuplama şartları altında temsil eden ilk nonlineer model 1954’de J. J. Ebers ve J. L. Moll tarafından önerildi¹. “Ebers-Moll Modeli” adı ile anılan bu model, tranzistorun elektriksel davranışları ile fiziksel yapısı arasındaki ilişkiyi yeterince temsil edemediği için daha çok akademik bir yaklaşım olarak ders kitaplarında yer aldı.

Özellikle planar teknolojinin ve bunun bir devamı olarak bipolar tümdevre üretim teknolojisinin gelişmesi elektriksel davranışlarla fiziksel yapı arasındaki ilişkilerin etraflı olarak anlaşılması ihtiyacını doğurdu ve bu ihtiyacın bir sonucu olarak 1970’de H.K. Gummel ve H.C. Poon tarafından “mühendisce bir yaklaşımla” yeni bir model önerildi². Bu model SPICE ve benzeri simülasyon yazılımlarında yer aldı ve bilgisayarların yaygınlaşmasının da etkisi ile geniş bir kullanım alanı buldu.

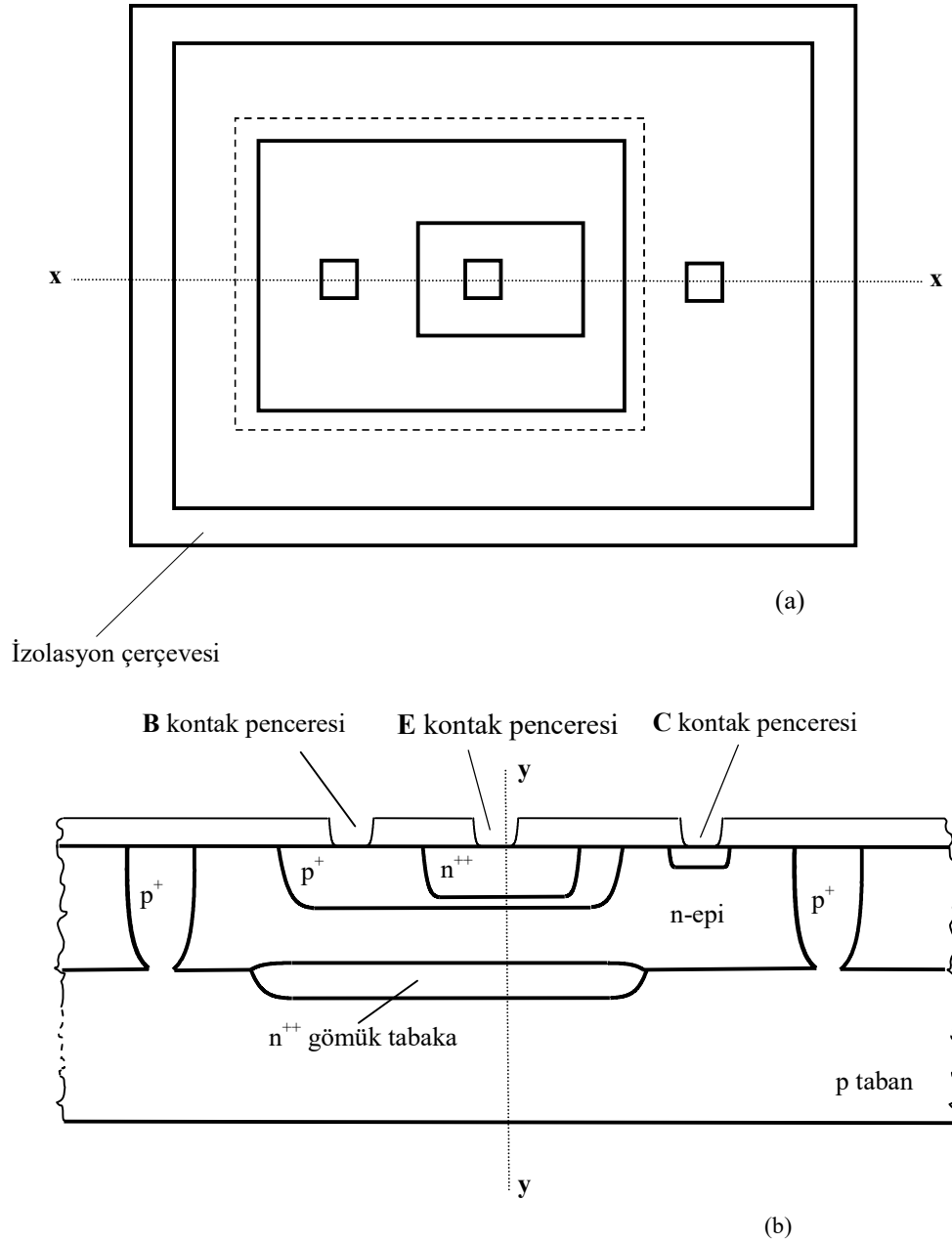
Bu yazı Gummel ve Poon’un orijinal makalesi esas alınıp, sonraki yıllarda çeşitli kaynaklarda konu ile ilgili olarak yapılmış olan yayınlardan yararlanılarak ve modelin tartışılması gereken yönlerine değinilip bazı iyileştirici katkılar yapılarak hazırlanmıştır.

Şekil-1 (a) ve (b)’de npn tipi silisyum bir planar bipolar tümdevre tranzistorunun üstten görünüşü ve kesiti gösterilmiştir. Bu yapının gerçekleştirilmesinde işe p-tipi bir Si pul ile başlanır. Bundan sonra sırası ile aşağıdaki işlemler uygulanır:

- Bu taban üzerinde her npn tipi tranzistorun oluşturulacağı bölgede, tranzistorun kolektör bölgesinin altına gelecek şekilde ve uygun büyüklükte bir alan yüksek yoğunlukta n- tipi bir katkılayıcı (genellikle arsenik) ile katkılanır.
- Sonra pulun tüm yüzeyi üzerinde npn tipi tranzistorların kolektör bölgelerinin oluşturulacağı, uygun kalınlıkta ve uygun yoğunlukta genellikle fosfor katkılı bir n tipi tabaka epitaksiyel olarak büyütülür.
- Herbir tranzistorun çevresindeki yapılardan elektriksel olarak izole edilmesini sağlamak amacı ile etrafına çepeçevre yüksek yoğunluklu ve epi tabakasını aşp p-tipi tabana kadar ulaşacak derinlikte bir n-tipi katkılama yapılır.
- Herbir tranzistorun baz bölgesini oluşturacak olan alanlara genellikle bor ile p-tipi katkılama yapılır.
- Baz alanı içinde emetör bölgesinin oluşturulacağı bölgeler çok yüksek yoğunlukta n-tipi bir katkılayıcı (genellikle fosfor) ile katkılanır.

¹ J. J. Ebers ve J. L. Moll, “Large Signal Behavior of Junction Transistors”, Proc. IRE, Vol 42, pp 1761,-1772, 1954.

² 1969’da H.K. Gummel ve H.C. Poon, “An Integral Charge Control Model of Bipolar Transistors”, Bell System Technical Journal, May-June 1970. pp. 827-852.

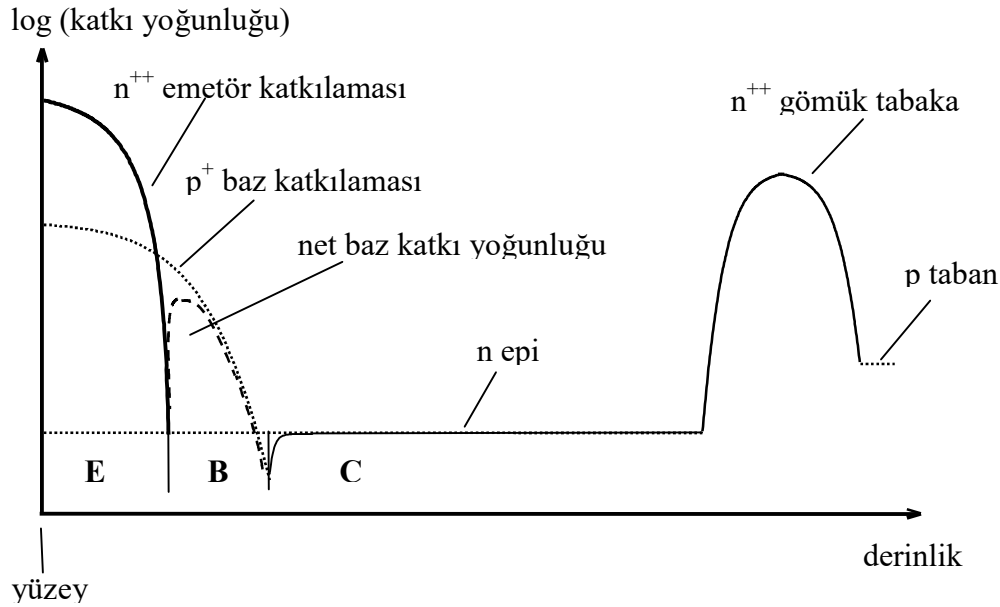


Şekil-1 (a) Tipik bir npn-tipi tümdevre tranzistorunun üstten görünüşü. (b) Tranzistorun xx eksenindeki kesiti. p tipi tabana erişecek kadar derin katkılanan "izolasyon çerçevesi" tabanla birlikte npn tranzistoru çevredeki başka yapılardan, oluşturduğu sırt-sırtta iki p-n jonksiyonu sayesinde izole eden bir "izolasyon çanağı" oluşturur.

- Bundan sonra pulun tüm yüzeyine SiO₂ tabakası yoğunlaştırılır. Bu yalıtkan film üzerinde, tranzistorların emetör, baz ve kolektör bağlantılarının yapılacağı yerlere bağlantı pencereleri açılır.

- Pulun tüm yüzeyine alüminyum buharı yoğunlaştırularak bir alüminyum tabakası oluşturulur. Bu tabakanın bağlantılar için gerekli olan kısımları bırakılıp geri kalanı aşındırılıp yok edilerek işlem tamamlanır.

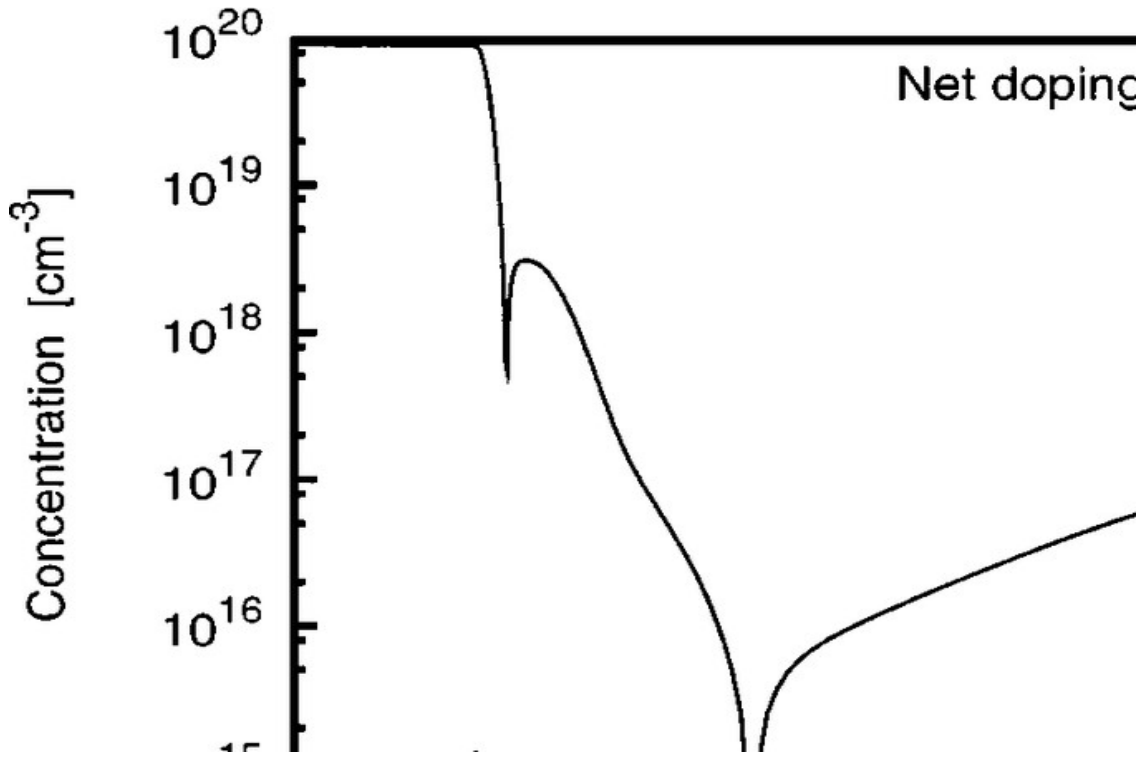
Şekil-2 de, art arda gerçekleştirilen bu işlemlerin herbirinde yapılan katkılarının yüzeyden derine doğru oluşturacağı yoğunluklar ve baz katkılama ile emetör katkılamanın ortak etkisi ile oluşacak olan baz bölgesi katkı profili gösterilmiştir. Görüldüğü gibi baz bölgesi içindeki p-tipi katkı yoğunluğu Ebers-Moll modelinde varsayıldığı gibi üniform olmayıp baz bölgesi genişliği boyunca kayda değer bir değişim göstermektedir.



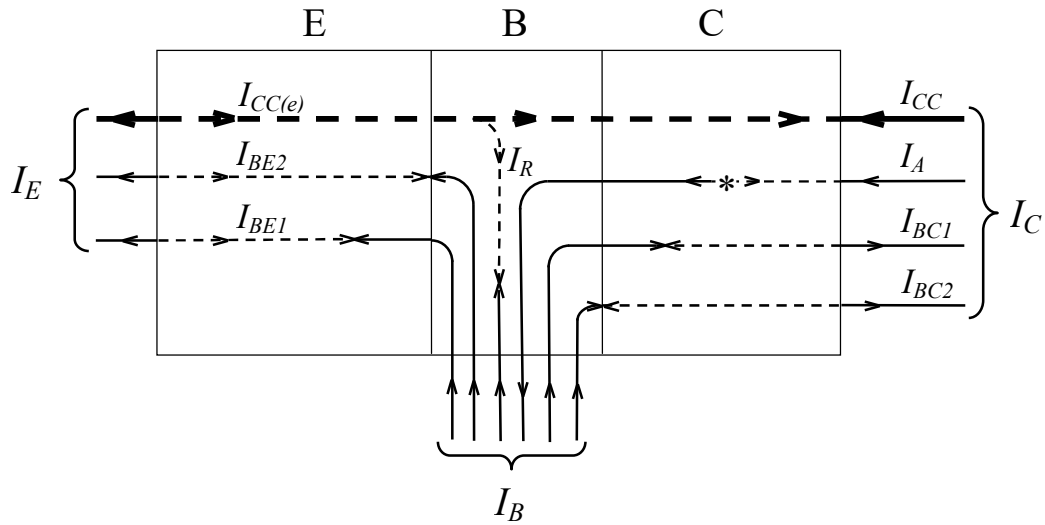
Şekil-2. Bir npn-tipi tranzistorun gerçekleştirilmesinde uygulanan katkılarının Şekil-1(b)'deki yy kesiti boyunca değişimi.

Ancak art arda uygulanan ısı işlemler sırasında daha önce gerçekleşmiş olan katkı profilleri değişime uğrar. Şekil-3'de npn-tipi tipik bir bipolar tümdevre tranzistorunda tüm işlemler sonunda oluşmuş olan katkı profilleri görülmektedir.

Bir bipolar tranzistorda normal kutuplama koşulları altında (yani E-B jonksiyonu geçirme yönünde, C-B jonksiyonu tıkama yönünde kutuplanmışken) akacak olan akımlar Şekil-4'de şematik olarak gösterilmiştir. Tranzistorun emetör akımının ana bileşeni geçirme yönünde kutuplanmış olan E-B jonksiyonundan akarak baza enjekte edilen elektronların



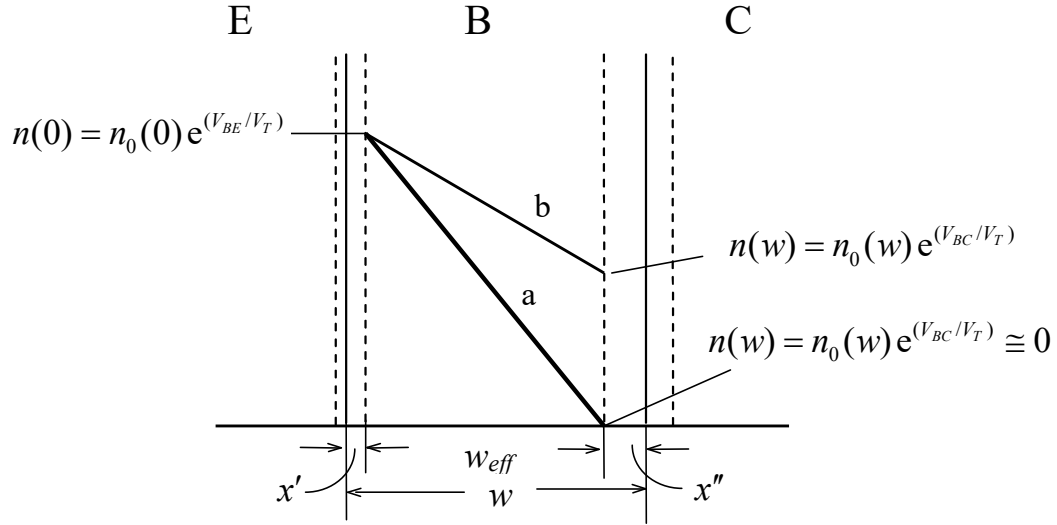
Şekil-3. Tipik bir bipolar tümdevre tranzistorunda üretim süreci sonunda gerçekleşen katkı profilleri.



Şekil-4. Normal çalışma koşulları altında kutuplanmış npn tipi bir tranzistorda akan akımlar. Elektronların hareketleri kesikli çizgilerle, bunlara karşı düşen akımlar delik akımları dolu çizgilerle gösterilmiştir.

oluşturduğu $I_{CC(e)}$ akımıdır. Baza giren elektronlar difüzyonla baz bölgesini aşp kolektör jonksiyonuna doğru ilerlerken çok az bir bölümü p-tipi baz bölgesi içinde çoğunluk

taşıyıcısı olan deliklerle birleşerek baz akımının I_R bileşenini oluşturur. Birleşme olmadan baz-kolektör jonksiyonuna ulaşan elektronlar ise, tıkama yönünde kutuplanmış olan B-C geçiş bölgesindeki elektriksel alanın etkisi ile kolektör bölgesine doğru süpürülerek kolektör akımının ana bileşen olan I_{CC} yi oluştururlar. Şekil-5’de baza enjekte edilen elektronların yoğunluğunun aktif baz bölgesi (baz içindeki x' ve x'' geçiş bölgeleri arasında kalan ve bölge) boyunca değişimi gösterilmiştir.



Şekil-5. Baza giren elektronların yoğunluğunun baz boyunca değişimi. (a) B-C Jonksiyonunun tıkama yönünde kutuplanmış olması hali, (b) B-C Jonksiyonunun da geçirme yönünde kutuplanmış olması hali. Baz bölgesi içinde birleşmelerin ihmal edilecek kadar az olması nedeni ile elektron yoğunluğu değişim eğimi (dolayısı ile difüzyon akımı) sabittir.

Tranzistorun bu ana akım bileşenlerine ilave olarak yapının gereği olarak akan diğer akım bileşenleri şunlardır:

- I_{BE1} ; Bazdan emetöre enjekte edilen deliklerin oluşturduğu ve enjekte edilen deliklerin emetör gövdesi içinde elektronlarla birleşerek oluşturduğu akım.
- I_{BE2} ; Bazdan emetöre enjekte edilen deliklerin oluşturduğu ve enjekte edilen deliklerin E-B geçiş bölgesi içinde elektronlarla birleşerek oluşturduğu akım.
- I_{BC1} ; Bazdan kolektöre enjekte edilen deliklerin oluşturduğu ve enjekte edilen deliklerin kolektör gövdesi içinde elektronlarla birleşerek oluşturduğu akım.
- I_{BC2} ; Bazdan kolektöre enjekte edilen deliklerin oluşturduğu ve enjekte edilen deliklerin C-B geçiş bölgesi içinde elektronlarla birleşerek oluşturduğu akım.
- I_A : Çarpışmalar sonucunda kolektör bölgesinde oluşan elektron-delik çiftlerinin oluşturduğu akım.

Böylece;

$$I_C = I_{CC} + I_A - I_{BC1} - I_{BC2} \quad (1)$$

$$I_B = I_R + I_{BE1} + I_{BE2} + I_{BC1} + I_{BC2} - I_A \quad (2)$$

$$I_E = I_{CC(e)} + I_{BE1} + I_{E2} \quad (3)$$

bulunur. Bu akımların normal kutuplama şartları altında çeşitli değer bölgelerinde incelenmesi önemli bilgiler verir. Şimdi bu akımların herbirini daha yakından inceleyelim.

Emetör akımının ana bileşeni olan $I_{CC(e)}$, emetörden baza giren elektronların baz içinde oluşturdukları akımdır. Bu akıma karşı düşen akım yoğunluğu, $\mathcal{E}$ elektriksel alan şiddeti değerine bağlı olan “sürüklenme akımı” bileşeni ile baz boyunda elektron yoğunluğu değişmesinden kaynaklanan “difüzyon akımı” bileşeninin toplamıdır:

$$J_n = q \left(n \mu_n \mathcal{E} + D_n \frac{dn}{dx} \right) \quad (4)$$

$\mathcal{E}$ iç alanının baz içindeki değeri, katkı yoğunluğunun baz boyunca değişimine bağlı olarak hesaplanabilir³:

$$\mathcal{E}(x) = \frac{kT}{q} \frac{1}{N_a(x)} \frac{dN_a(x)}{dx} \quad (5)$$

Elektriksel alanın, baza giren elektronları hızlandıracak yönde olduğuna dikkat edilmelidir. Bu değer (4) bağıntısında yerine konularak emetörden baza enjekte edilen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğu için

$$J_n(x) = q \left[\mu_n n(x) \frac{V_T}{N_a(x)} \frac{dN_a(x)}{dx} + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

ve

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{q}{kT} = \frac{1}{V_T}$$

Einstein bağıntısından yararlanılarak

$$J_n(x) = q D_n \left[\frac{n(x)}{N_a(x)} \cdot \frac{dN_a(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (6)$$

yahut

$$J_n(x) = kT \cdot \mu_n \left[\frac{n(x)}{N_a(x)} \cdot \frac{dN_a(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (6-a)$$

yazılabilir. (6) bağıntısı

³ D. Leblebici, Elektronik'in Temelleri, Sf. 38

$$\frac{J_n(x)}{qD_n} N_a(x) \cdot dx = n(x) \cdot dN_a(x) + N_a(x) \cdot dn(x)$$

şeklinde düzenlenip baz boyunca entegre edilerek⁴

$$\int_0^w \frac{J_n(x)}{qD_n} N_a(x) \cdot dx = \underbrace{\int_0^w n(x) \cdot dN_a(x) + \int_0^w N_a(x) \cdot dn(x)}_{[n(x) \cdot N_a(x)]_0^w}$$

yazılabilir. Soldaki integralin içindeki D_n difüzyon katsayısı, elektron yoğunluğunun baz boyunca değişmesi nedeni ile aslında sabit değildir. Ancak ortalama değeri kullanılarak integral dışına alınabilir. J_n ise baz içindeki birleşmelerin çok az olması nedeni ile sabit kabul edilerek integral dışına alınabilir. Böylece

$$\frac{J_n}{qD_n} \int_0^w N_a(x) \cdot dx = [n(x) \cdot N_a(x)]_0^w$$

ve buradan akım yoğunluğu için

$$J_n = \frac{qD_n}{\int_0^w N_a(x) \cdot dx} [n(w) \cdot N_a(w) - n(0) \cdot N_a(0)]$$

bağıntısı elde edilir. $n(w)$ ve $n(0)$ 'ın Şekil-5'de görülen değerleri bu bağıntıda yerine konulduğunda

$$J_n = \frac{qD_n}{\int_0^w N_a(x) \cdot dx} [n_0(w) \cdot N_a(w) \cdot e^{V_{BC}/V_T} - n_0(0) \cdot N_a(0) \cdot e^{V_{BE}/V_T}]$$

bulunur. Baz içinde herhangi bir kesitte

$$N_a(x) \simeq p_0(x) \quad \text{ve} \quad n_0(x) \cdot N_a(x) \simeq n_0(x) \cdot p_0(x) = n_i^2$$

olduğundan akım yoğunluğu bağıntısı

⁴ Fakirleşmiş bölgeler nedeni ile entegrasyon sınırlarında yapılması gereken düzeltmelere ilerde değinilecektir.

$$J_n = -\frac{qD_n n_i^2}{\int_0^w N_a(x) \cdot dx} \left[e^{V_{BE}/V_T} - e^{V_{BC}/V_T} \right] \quad (7)$$

olarak düzenlenebilir. Baz bölgesinin ortalama kesit alanı A ile gösterilirse akım (ki bu birleşme akımı hatası ile) kolektör akımının ana bileşenidir:

$$I_{CC} = A \cdot J_n = -\frac{AqD_n n_i^2}{\int_0^w N_a(x) \cdot dx} \left[e^{V_{BE}/V_T} - e^{V_{BC}/V_T} \right]$$

Bu bağıntıdaki $\left(\int_0^w N_a(x) \cdot dx \right)$ (8)

baz içindeki –birim alan başına- toplam katkı atomu sayısıdır ve katkı yoğunluğunun baz boyunca değişim şeklinden bağımsızdır (Gummel sayısı). Jonksiyon alanı A olan bir tranzistorda buna karşı düşen elektriksel yüke de “Gummel yükü” denir ki bu bazdaki alan atom iyonlarının oluşturduğu negatif bir yüküdür:

$$Q_{B0} = Aq \int_0^w N_a(x) \cdot dx \quad (9)$$

Görüldüğü gibi bu yük tamamı ile yapıya (katkı profiline ve geometriye) bağlıdır ve kutuplamadan bağımsızdır. Bu önemli parametre kullanıldığında akım ifadesi şu şekli alır:

$$I_{CC} = -\frac{A^2 q^2 D_n n_i^2}{Q_{B0}} \left[e^{V_{BE}/V_T} - e^{V_{BC}/V_T} \right] \quad (10)$$

Bu bağıntı belirli kutuplama koşulları altında akacak olan akımla tranzistorun yapısal özellikleri arasında bir bağlantı kurmakla beraber bazı düzeltmelere muhtaçtır:

1) Elektriksel alanın hesabında baz içindeki katkı yoğunluğunun iki metalürjik jonksiyon arasındaki (yani w boyunca) değişiminden yararlanılmıştır. Aslında alana etkili olan, x ve x'' fakirleşmiş bölge sınırları arasındaki değişimdir. Dolayısı ile (10) bağıntısında Q_{B0} yerine Q_{BE} ve Q_{BC} baz içindeki fakirleşmiş bölgelere karşı düşen katkı yoğunlukları olmak üzere

$$Q_B = Q_{B0} - |Q_{BE}| - |Q_{BC}| \quad (11)$$

değerinin kullanılması daha doğru olur.

2) Tranzistor çalışırken emetörden (ve bazı kutuplama durumlarında kolektörden) baza enjekte edilen elektronlar baz bölgesindeki bor iyonlarının oluşturduğu negatif yük miktarını artırır. Emetörden baza giren elektronların akıttığı akım I_f ise ve bu elektronların

kolektöre ulaşana kadar baz içinde kaldığı süre τ_f ile gösterilirse buna karşı düşen negatif yük miktarı $|I_f| \cdot \tau_f$ dir. Benzer şekilde, kolektörden baza doğru bir I_r enjeksiyon akımı varsa bundan ve giren elektronların baz içinde kalma süreleri τ_r ise bundan ileri gelen negatif yük de $|I_r| \cdot \tau_r$ dir. Bu yüklerin de ilave edilmesi ile Gummel yükü

$$Q_B = Q_{B0} - |Q_{BE}| - |Q_{BC}| + |I_f| \cdot \tau_f + |I_r| \cdot \tau_r \quad (12)$$

değerini alır. İlerde değinilecek olan “Kirk olayı” ile bağlantılı olarak bağıntının $B > 1$ olmak üzere

$$Q_B = Q_{B0} - |Q_{BE}| - |Q_{BC}| + B \cdot |I_f| \cdot \tau_f + |I_r| \cdot \tau_r \quad (12-a)$$

şeklinde yazılması daha da gerçekçi olur. Sonuçta I_{cc} için çıkartılmış olan (10) bağıntısının

$$I_{CC} = - \frac{A^2 q^2 D_n n_i^2}{Q_B} \left[e^{V_{BE}/V_T} - e^{V_{BC}/V_T} \right] \quad (13)$$

olarak değiştirilmesi gerekir. Bu bağıntıda hepsi de yapısal özelliklere bağlı olan büyüklükler ve Q_{B0}

$$I_s = \frac{A^2 q^2 D_n n_i^2}{Q_{B0}} \quad (13-a)$$

içinde toplanarak akım ifadesi yeniden düzenlenirse

$$I_{CC} = -I_s \frac{Q_{B0}}{Q_B} \left(e^{V_{BE}/V_T} - e^{V_{BC}/V_T} \right) \quad (14)$$

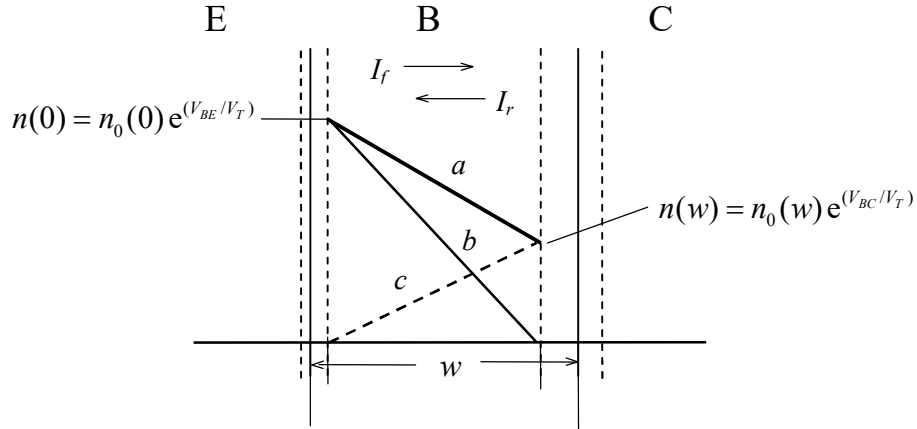
bulunur. Bu bağıntı

$$\begin{aligned} I_f &= -I_s \frac{Q_{B0}}{Q_B} \left(e^{V_{BE}/V_T} - 1 \right) \\ I_r &= -I_s \frac{Q_{B0}}{Q_B} \left(e^{V_{BC}/V_T} - 1 \right) \end{aligned} \quad (15)$$

olmak üzere

$$I_{CC} = I_f - I_r \quad (16)$$

şeklinde de yazılabilir. Dikkat edilirse I_f , $V_{BC} = 0$ iken V_{BE} nedeni ile akan “ileriye doğru” akım ve I_r , $V_{BE} = 0$ iken kolektör-baz jonksiyonunu geçirme yönünde kutuplayan V_{BC} nedeni ile akan “geriye doğru” akımdır (Şekil-6).



Şekil-6. İki jonksiyonun da geçirme yönünde kutuplanmış olması halinde baza enjekte edilen elektronların yoğunluk profilleri ve bunlara karşı düşen I_f ve I_r akımları.

Yukardaki I_r bağıntısının, C-B jonksiyonunun geçirme yönünde kutuplanmış olması nedeni ile akan “geriye doğru” akımı ifade ettiği belirtilmişti. Ancak C-B jonksiyonuna ilişkin doyma akımının E-B jonksiyonu için tanımlanmış olan I_s doyma akımı değil, kolektör ve baz bölgelerinin jonksiyon yakınlardaki katkı yoğunluklarına ve C-B jonksiyon alanına bağlı farklı bir doyma akımı olması gerekir. Bu nedenle (15) bağıntılarının, I_{sf} E-B jonksiyonuna ilişkin doyma akımı ve I_{sr} C-B jonksiyonuna ilişkin doyma akımı olmak üzere

$$\begin{aligned} I_f &= -I_{sf} \frac{Q_{B0}}{Q_B} (e^{V_{BE}/V_T} - 1) \\ I_r &= -I_{sr} \frac{Q_{B0}}{Q_B} (e^{V_{BC}/V_T} - 1) \end{aligned} \quad (15-a)$$

şeklinde yazılması daha doğru olur.

Normal kutuplama koşulları altında, yani B-C jonksiyonunun tıkama yönünde kutuplanmış olması halinde I_C için elde edilmiş olan (13) bağıntısı aşağıdaki şekle indirgenir:

$$I_{CC} = -\frac{A^2 q^2 D_n n_i^2}{Q_B} e^{V_{BE}/V_T} \quad (13-b)$$

Şimdi Şekil-4 de gösterilmiş olan öteki akım bileşenlerini ele alalım:

• I_R (birleşme akımı) emetörden baza enjekte edilmiş olan elektronların baz içinde çoğunluk taşıyıcısı olan deliklerle rastgele birleşmelerinden ileri gelen akımdır. Değeri baz içindeki toplam elektron yüküne, elektronların baz içinde birleşme olmadan yaşayabildikleri ortalama ömüre (τ_n) ve jonksiyon alanına bağlıdır:

$$I_R = Aq \frac{1}{\tau_n} \int_{x'}^{(w-x'')} n(x) \cdot dx$$

ve Şekil-5'den yararlanılarak

$$\begin{aligned} I_R &\approx Aq \frac{1}{\tau_n} \cdot \frac{1}{2} (x'' - x') n_0(0) e^{(V_{BE}/V_T)} \\ &\approx Aq \frac{1}{\tau_n} \cdot \frac{1}{2} w_{eff} \cdot n_0(0) e^{(V_{BE}/V_T)} \end{aligned} \quad (17)$$

yazılabilir.

• I_{BE1} bazdan emetöre difüzyonla emetöre geçen deliklerin emetör bölgesi içindeki birleşmelerine karşı düşen akımdır ve değeri

$$I_{BE1} = qA \frac{D_p p_{n0}}{l_p} (e^{V_{BE}/V_T} - 1) = I_{01} (e^{V_{BE}/V_T} - 1) \quad (18)$$

• I_{BE2} bazdan emetöre geçen deliklerin B-E jonksiyonu geçiş bölgesi içindeki birleşmelerine karşı düşen akımdır. Değeri, w_{dep} geçiş bölgesinin genişliği ve $m_1 > 1$ (genellikle $m_1 \approx 2$) olmak üzere

$$I_{BE2} = qA \frac{n_i w_{dep}}{2\tau_p} (e^{V_{BE}/m_1 V_T} - 1) = I_{02} (e^{V_{BE}/m_1 V_T} - 1) \quad (19)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir⁵.

• I_{BC1} ve I_{BC2} B-C jonksiyonu için yukardakilere benzer bileşenler olup aşağıdaki bağıntılarla ifade edilebilirler:

$$\begin{aligned} I_{BC1} &= I_{03} (e^{V_{BC}/V_T} - 1) \\ I_{BC2} &= I_{04} (e^{V_{BC}/m_2 V_T} - 1) \end{aligned} \quad (20)$$

• I_A çarpışmalar sonucunda kolektör bölgesinde ortaya çıkan elektron-delik çiftlerinin oluşturduğu akımdır.

Böylece kolektör ve baz akımları için tüm bileşenleri bilinen

⁵ E. S. Yang, Yarıiletken Devre Elemanlarının Temelleri (Türkçeye çeviren: Yıldız Leblebici), Yüce Yayın, 2008, Sf. 139.

$$\begin{aligned} I_C &= I_{CC} + I_A - I_{BC1} - I_{BC2} \\ I_B &= I_{BE1} + I_{BE2} - I_A + I_{BC1} + I_{BC2} + I_R \end{aligned} \quad (21)$$

bağıntıları elde edilir. Bu bağıntıların normal kutuplama şartları altına çeşitli değer bölgeleri için incelenmesi değerli bilgiler verir.

Küçük akım yoğunluklarında emetörden ve/veya kolektörden baza enjekte edilen elektronların – yani I_f ve/veya I_r ile baza giren negatif yükün – değeri Q_B yanında ihmal edilebilecek kadar küçüktür. I_C nin baskın bileşeni I_{CC} dir ve V_{BE} ile üstel olarak değişir:

$$|I_C| = \frac{I_s Q_{B0}}{Q_B} e^{V_{BE}/V_T} \quad (22)$$

Buradan
$$\log |I_C| = \log \frac{I_s Q_{B0}}{Q_B} + 0.434 \frac{1}{V_T} V_{BE} \quad (22-a)$$

yazılabilir ki bu $\log |I_C|$ nin V_{BE} ile eğimi $0.434 \frac{1}{V_T} \approx 17.36$ olan bir doğru şeklinde değişeceğini gösterir.

V_{BE} arttırılıp Q_B içindeki $I_f \tau_f$ terimi baskın hale getirilirse akım ifadesi

$$|I_C| \approx \frac{I_s Q_{B0}}{|I_f| \tau_f} e^{V_{BE}/V_T}$$

olur. Normal kutuplamada $|I_C| \approx |I_f|$ olduğundan bağıntı

$$|I_C|^2 \approx \frac{I_s Q_{B0}}{\tau_f} e^{V_{BE}/V_T}$$

şeklinde düzenlenebilir. Buradan

$$\log |I_C| = \frac{1}{2} \log \frac{I_s Q_{B0}}{\tau_f} + \frac{1}{2} 0.434 \frac{1}{V_T} V_{BE} \quad (23)$$

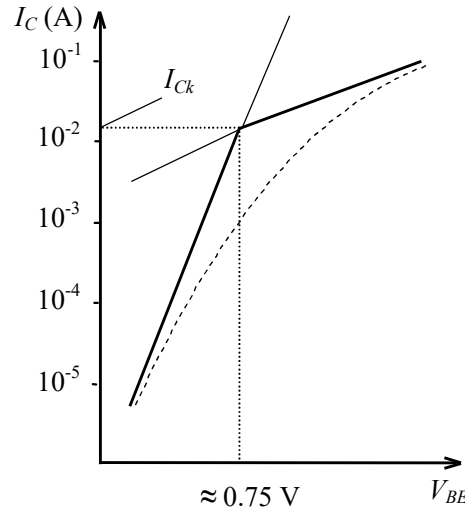
bulunur ki bu, yüksek akımlar bölgesinde $\log |I_C|$ nin V_{BE} ile değişimini gösteren doğrunun eğiminin yarı yarıya küçük olacağını gösterir. Şekil-8 de düşük akım yoğunlukları ve yüksek akım yoğunlukları için çıkartılmış olan değişimlere karşı düşen doğrular gösterilmiştir ki bunlar gerçekte V_{BE} ile sürekli bir değişim gösteren $\log |I_C|$ nin asimptotlarıdır. Bu iki asimptotun kesiştiği noktaya “dirsek noktası (knee point, I_{Ck})” denir. Dirsek noktası kolektör akımının V_{BE} ile değişiminin azalma gösterdiği “Webster olayı” bölgesine geçiş şartlarını belirler. Olay I_f nin

$$|I_f| \cdot \tau_f = Q_{B0} - |Q_{BE}| - |Q_{BC}|$$

değerinden başladığına göre;

- Q_{B0} ne kadar küçükse Webster olayı kolektör akımının o kadar küçük değerlerinde başlar.

- $Q_{B0} = Aq \int_0^w N_a(x) \cdot dx$ olduğundan, belirli bir baz katkı profili için dirsek akımı jonksiyon alanı ile yaklaşık olarak orantılıdır.



Şekil-7. $\log|I_C|$ nin düşük akım değerleri ve yüksek akım değerleri için asimptotları ve bunlardan yararlanılarak çizilmiş yaklaşık sürekli değişimi.

- Normal kutuplama durumunda Q_{BE} aşağı yukarı sabittir. Ama V_{CB} geniş bir aralıkta değişebildiğinden C-B geçiş bölgesi genişliği ve buna bağlı olarak Q_{BC} çok değişebilir. Büyük V_{CB} değerlerinde Q_{BC} büyük olacağından Q_B küçülür. Bunun sonucu olarak – aynı bir V_{BE} değerine karşı düşen – kolektör akımı daha büyük olur (Early olayı).

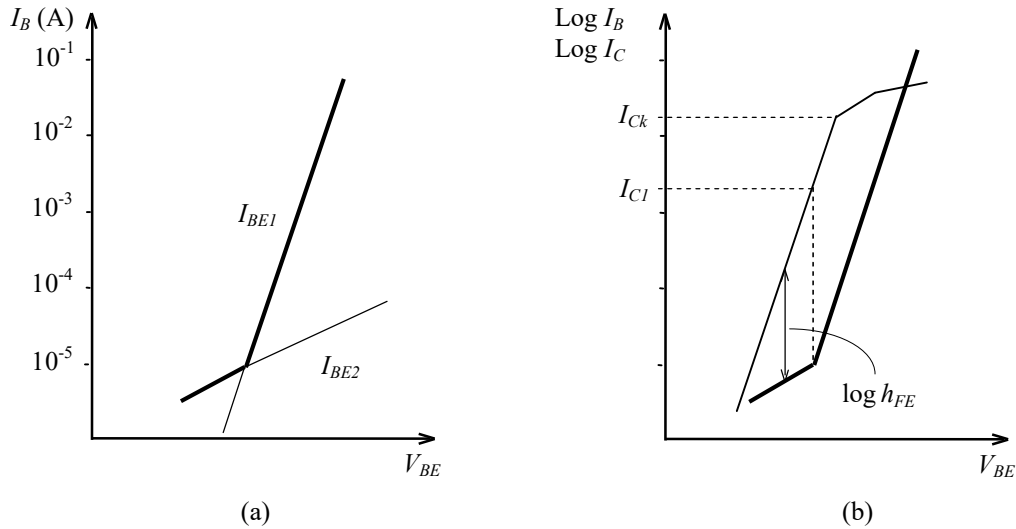
- Early olayı etkisinin az olması için C-B geçiş bölgesi genişliğinin baz içinde kalan kısmının küçük olması yararlıdır. Bunun için de jonksiyonda kolektör tarafının katkı yoğunluğunun baz tarafıninkine göre küçük yapılması gerekir.

- Böyle yapılması C-B jonksiyonu belverme geriliminin büyümesi bakımından yararlı olmakla beraber iki sakıncası vardır. Bunlardan biri kolektör seri direncinin büyümesidir ve bu $V_{CE(sat)}$ değerinin artmasına sebep olur. İkinci ve daha önemli sakınca ise bazdan kolektöre geçen çok sayıda elektronun geçiş bölgesinin kolektör tarafındaki kısmında bulunan düşük yoğunluklu pozitif iyon yükünü nötürlemesi ve bunun sonucu olarak geçiş bölgesinin kolektör içine doğru ötelenerek etkin baz genişliğinin artmasına yol açmasıdır. Etkin baz genişliğinin artması ise (12) bağıntısına göre Q_B nin artmasına ve o da

I_C nin azalmasına yol açar. “Kirk olayı” olarak bilinen bu olay $\log|I_C|$ nin V_{BE} ye bağlı olarak değişmesinde Webster olayı nedeni ile görülen eğim azalmasının, aşırı yüksek akım yoğunluklarında daha da baskınlaşmasına yol açar. Bu durum (12) bağıntısındaki $|I_f| \cdot \tau_f$ terimi $B > 1$ olmak üzere (12-a) daki gibi $B \cdot |I_f| \cdot \tau_f$ ile değiştirilerek modellenir.

- Kirk olayının diğer bir olumsuz etkisi de baz geçiş süresinin artması nedeni ile – ilerde açıklanacağı gibi – tranzistorun f_T frekansının çok yüksek akım yoğunluklarında önemli ölçüde azalmasıdır.

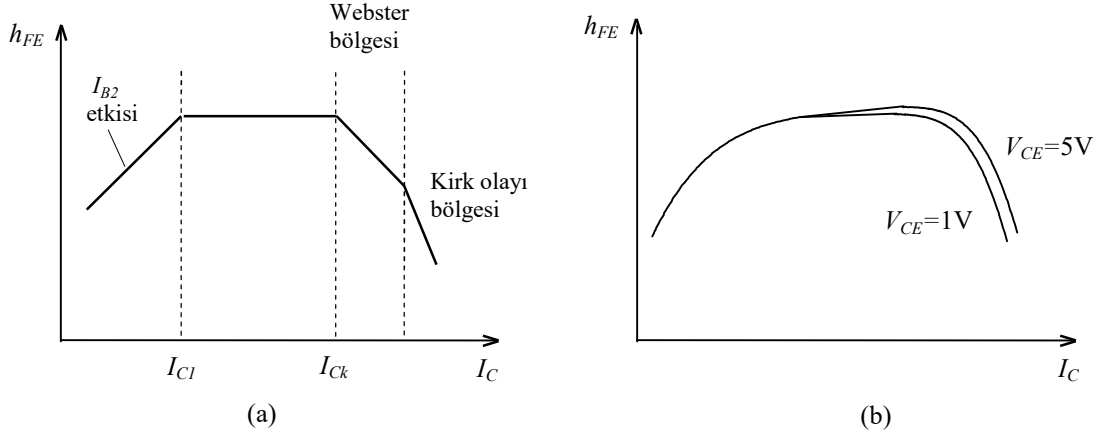
Baz akımının normal kutuplama şartları altında en önemli bileşeni $I_{BE} = I_{BE1} + I_{BE2}$ dir ve bu da yaklaşık olarak I_B ye eşittir. $\log|I_B| = f(V_E)$ değişimi (18) ve (19) bağıntıları ile verilmiş olan I_{BE1} ve I_{BE2} nin toplamı olarak çizilebilir (Şekil-8(a)). I_{BE1} difüzyon bileşeni –belirli bir V_{BE} değeri için en çok emetör katkı yoğunluğuna bağlıdır. I_{BE2} yi belirleyen etkenler ise emetör katkı yoğunluğu ile azalan w_{dep} ve τ_p dir. Bu parametrelerin nasıl belirlenmesi gerektiği konusunda $\log|I_B|$ nin $\log|I_C|$ ile aynı eksen takımı üzerinde gösterilmesi çok değerli bilgiler verir. “Gummel plot” adı ile anılan bu grafik Şekil-8(b) de verilmiştir. Bu grafikte belirli bir V_{BE} için yazılabilen



Şekil-8. (a) Logaritmik eksenle baz akımının V_{BE} ile değişiminin asimptotları. (b) Aynı eksen takımında I_B nin ve I_C nin birlikte çizilmesi ile elde edilen “Gummel plot”. İnce çizgi ile gösterilmiş olan I_C nin asimptotlarına aşırı yüksek akımlarda ortaya çıkan Kirk olayının da dahil edilmiş olduğuna dikkat edin.

$$\log I_C - \log I_B = \log \frac{I_C}{I_B} = \log h_{FE} \quad (24)$$

bağıntısı “Gummel plot”un sağladığı en önemli bilgidir ve tranzistorun en önemli parametresi olan h_{FE} nin kolektör akımına bağımlılığının nasıl olduğunu gösterir Şekil-9(a) da bu bilgidен yararlanılarak h_{FE} nin kolektör akımı ile nasıl değişeceği –asimptotları ile çizilmiştir. Şekil-9(b) de ise bu değişimin Early olayı nedeni ile V_{CE} ye bağımlılığı yaklaşık olarak gösterilmiştir.



Şekil-9. (a) h_{FE} nin kolektör akımı ile değişimi. (b) h_{FE} nin Early olayı nedeni ile V_{CE} ye bağımlılığı.

h_{FE} nin orta akımlar bölgesindeki değeri, baz montajı akım kazancı olan α nın yakından incelenmesi ile belirlenebilir. α , onu belirleyen üç çarpanın değerlerine bağlıdır:

$$\alpha = \gamma \cdot \beta_T \cdot A \quad (25)$$

• Emetör verimi (γ) emetör akımının ne kadarının kolektör akımına yansıdığını gösteren parametredir.

$$\gamma = \frac{I_{En}}{I_{En} + I_{Ep}} \simeq \frac{I_{CC}}{I_{CC} + I_{BE1} + I_{BE2}}$$

Baz akımında I_{BE1} in baskın olduğu orta akımlar bölgesinde

$$\gamma \simeq \frac{I_{CC}}{I_{CC} + I_{BE1}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{BE1}}{I_{CC}}} \simeq 1 - \frac{I_{BE1}}{I_{CC}}$$

(19) ve (14-b) bağıntıları kullanılarak,

$$\begin{aligned}
\gamma &= 1 - \frac{qA \cdot \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{n_i^2}{N_d} \cdot e^{V_{BE}/V_T}}{\frac{q^2 A^2 D_n n_i^2}{Q_B} \cdot e^{V_{BE}/V_T}} \\
&= 1 - \left(\frac{D_p}{D_n} \cdot \frac{1}{L_p} \cdot \frac{Q_B}{qA N_d} \right)
\end{aligned} \tag{26}$$

Bu bağıntıdan, D ve L parametrelerinin fazla değişmeyeceği göz önünde bulundurularak aşağıdaki yorumlar yapılabilir:

- Emetör katkı yoğunluğu olabildiğince yüksek yapılmalıdır.
- Gummel yükü olabildiğince küçük yapılmalıdır. Bu, baz genişliği küçük ve baz katkı yoğunluğu düşük yapılarak sağlanabilir. Baz genişliğinin fazla küçük yapılması erişme geriliminin (yüksek V_{CB} değerlerinde kolektör geçiş bölgesinin emetör geçiş bölgesi ile birleştiği gerilimin) düşmesine yol açar. Baz katkısının düşük yapılmasını sınırlayan etkenler baz gövde direncinin büyümesi ve C-B jonksiyonu geçiş bölgesinin baz içindeki kısmının büyük olması nedeni ile kolektör akımının V_{CB} ye bağımlılığının artmasıdır.

• Baz taşıma katsayısı (β_T) emetörden baza geçen elektronların kolektöre ulaşabilme oranıdır. I_R Baz içindeki birleşmelere karşı düşen birleşme akımı olmak üzere

$$\beta_T = \frac{I_{CC}(w)}{I_{CC}(0)} = \frac{|I_{CC}(0)| - |I_R|}{|I_{CC}(0)|} \approx 1 - \frac{|I_R|}{|I_{CC}|} \tag{27}$$

yazılabilir. Baz içindeki birleşmeler baza enjekte edilen elektronların miktarına ve elektronların baz içindeki ortalama ömrüne bağlıdır ve birleşme akımının değeri (17) bağıntısı ile verilmiştir:

$$I_R \approx Aq \frac{1}{\tau_n} \cdot \frac{1}{2} w \cdot n_0(0) e^{(V_{BE}/V_T)}$$

Bu bağıntıdaki $n_0(0)$, baz başlangıcındaki elektron yoğunluğudur ve elektriksel nötrülük gereği olarak bu kesitteki delik yoğunluğuna eşittir:

$$n_0(0) = \frac{n_i^2}{N_a(0)}$$

böylece

$$I_R \approx \frac{Aq w}{2\tau_n} \cdot \frac{n_i^2}{N_a(0)} \cdot e^{(V_{BE}/V_T)} \tag{28}$$

elde edilir. Bu değer ve I_{CC} için (13-b) bağıntısı ile elde edilmiş olan değer (28) bağıntısında yerine konursa

$$\beta_T = 1 - \frac{w}{2\tau_n D_n} \frac{1}{N_a(0)} \frac{Q_B}{A \cdot q}$$

ve elektronların baz içindeki ortalama yollarını ifade eden $L_n = \sqrt{\tau_n D_n}$ bağıntısından yararlanılarak

$$\beta_T = 1 - \frac{w}{2L_n^2} \frac{1}{N_a(0)} \frac{Q_B}{A \cdot q} \quad (29)$$

elde edilir. β_T nin olabildiğince büyük (yani 1'e çok yakın) olabilmesi için;

- Gummel yükünün olabildiğince küçük yapılması gerekir.
- Baz genişliği olabildiğince küçük yapılmalıdır. Bu iki koşulun sınırlarına yukarda değinilmiştir.
- Baz bölgesinin emetör sınırındaki katkı yoğunluğu olabildiğince büyük yapılmalıdır. Bu, katkılamamanın iyon ekme yöntemi ile yapılması halinde sağlanabilir.

• Kolektör çoğaltma faktörü (A), kolektör–baz gerilimi yükseldikçe kolektör bölgesi içinde çarpışmalarla ortaya çıkan elektron–delik çiftlerinden kaynaklanan kolektör akımı artmasının modelleyen bir parametredir. Başka bir açıdan bakıldığında, C-B jonksiyonunun belvermeye doğru gittiğini ifade eder. Dolayısı ile A , tranzistorun akım kazancının yükseltilmesi için değerlendirilebilecek bir parametre değildir.

Bu bilgiler bir araya getirildiğinde bir bipolar tranzistorun h_{FE} performansı konusunda yapılması gerekenler – ortaya çıkan çelişkilerle birlikte – aşağıdaki gibi özetlenebilir.

• h_{FE} nin büyük olması için:

- w küçük yapılmalıdır. Ancak baz genişliğinin küçültülmesi (a) erişme geriliminin küçülmesi sonucunu verir, (b) üretimde fire oranının yükselmesine ve h_{FE} değerindeki saçılmanın artmasına yol açar.
- Q_B küçük yapılmalıdır. Ancak katkılamaların Gummel sayısı küçük olacak şekilde yapılması Webster olayının erken etkili olmaya başlamasına yol açar. O halde h_{FE} nin geniş bir bölgede sabit kalması istendiğinde orta akımlar bölgesindeki değerinin küçük olmasına razı olmak gerekir. Ayrıca Q_B nin küçük yapılması Early olayını etkinleştirir.

• h_{FE} nin yüksek akımlar bölgesinde sabit kalmasını sağlamak için:

- Q_B büyük yapılmalıdır. Bu, h_{FE} nin orta akımlar bölgesindeki değerinin küçük olmasına yol açar.

- Kirk olayının daha büyük akımlarda etkin olmaya başlamasını sağlamak için epitaksiyal kolektör bölgesi katkı yoğunluğunun yüksek yapılması gerekir. Bu, C-B belverme geriliminin düşmesine ve Early olayının etkinleşmesine yol açar. Ancak olumlu bir etki olarak kolektör gövde direnci azalır ve buna bağlı olarak satürasyon gerilimi küçülür.
- h_{FE} nin küçük akımlar bölgesinde sabit kalmasını sağlamak için:
- I_{BE1} akımı büyük olmalıdır. Bunun için emetör katkı yoğunluğumum düşük yapılması gerekir. Bu da emetör verimini, dolayısı ile h_{FE} nin orta akımlar bölgesindeki değerini küçültür. Ayrıca emetör gövde direnci büyür ve tranzistorun etkin geçiş iletkenliği küçülür.
- I_{BE2} akımı küçük olmalıdır. Bunun için w_{dep} B-E geçiş bölgesi genişliğinin küçük yapılması gerekir. Ayrıca bazdan geçen deliklerin geçiş bölgesinin emetör tarafındaki ortalama ömürleri uzun olmalıdır ki bu bölgedeki kristal düzensizliklerini azaltacak proses iyileştirmeleri ile sağlanabilir. Başka bir çelişki de emetör verimini arttırmak amacı ile emetör katkı yoğunluğunun aşırı yüksek yapılmasının kristal yapıda oluşturduğu düzensizliklerin taşıyıcı ömürlerini kısaltmasıdır. Bu nedenle emetör katkı yoğunluğunun nispeten küçük ($<10^{20} \text{ cm}^{-3}$) tutulması h_{FE} nin küçük akımlar bölgesinde sabit kalması bakımından yararlıdır.

Parazitikler

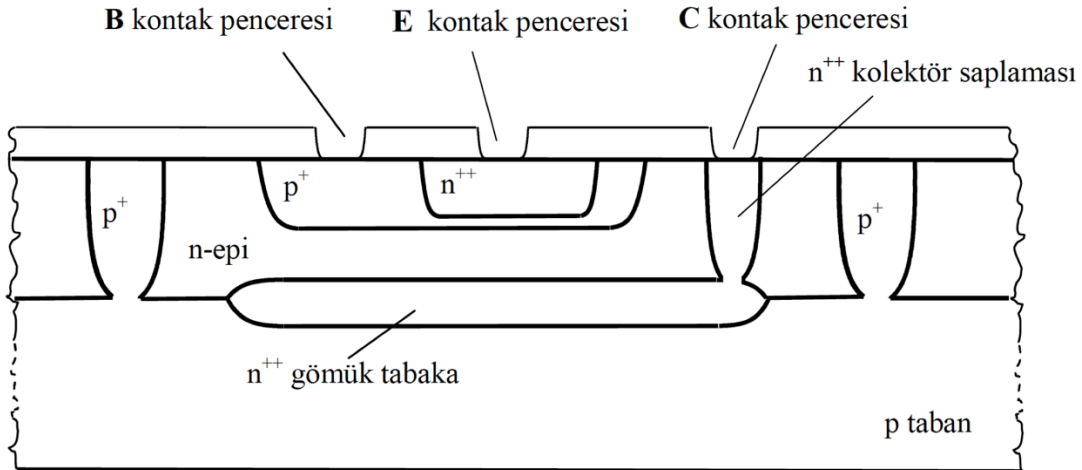
1.-Parazitik pnp tranzistorlar:

Tipik bir npn tipi tümdevre tranzistorunun etrafında –kaçınılmaz olarak– Şekil-1(b) de görülebilen iki tür pnp tipi tranzistor oluşur. Bunlardan biri p tipi baz bölgesi-n tipi kolektör bölgesi-p tibi taban bölgesinin oluşturduğu pnp tranzistordur. Diğeri ise p tipi baz bölgesi-n tipi kolektör bölgesi- p tipi izolasyon çerçevesinin oluşturduğu “enine” pnp tranzistordur. Bu tranzistorlar npn tranzistorun normal kutuplama koşulları altında daima tıkalıdır. Ancak bazı hallerde (örneğin açıp-kapama aralıklarında) kısa sürelerle geçirme yönünde kutuplanabilirler. Bu durumda parazitik pnp tranzistorların npn tranzistorun içinde bulunduğu devrenin normal çalışmasını etkilememesi için h_{FE} lerinin çok küçük yapılması gerekir. Gerekli önlemler alınarak $\alpha < 0.05$, $h_{FE} < 0.05$ yapılabilir.

α nın küçük olması için gerekenler zaten yapıda önemi ölçüde mevcuttur. Şöyle ki; p tipi baz katkı yoğunluğu yüksek olmadığından parazitik pnp tranzistorların emetör verimi küçüktür. Epi kalınlığı ve baz bölgesinin izolasyon çerçevesine uzaklığı yeterince büyük yapılarak parazitik tranzistorların baz genişlikleri arttırılabilir. α nın küçük olmasına katkı sağlayan diğeri bir etken de kolektör seri direncinin küçük olmasını sağlamak amacı ile kullanılan yüksek katkılı gömük tabakanın, parazitik tranzistorların baz bölgelerindeki Q_{B0} yükünü büyütmesi ve bu nedenle pnp tranzistorların hem γ hem β_T parametrelerinin çok küçük olmasıdır.

2.- Gövde dirençleri:

- Emetör gövde direnci: Emetör katkı yoğunluğu çok yüksek olduğundan ve emetör bölgesinin geometrisi elverişli olduğundan emetör gövde direnci genellikle sorun yaratmayacak kadar küçük yapılabilir.
- Kolektör gövde direnci: Modern lineer tümdevre tranzistorlarında C-B belverme geriliminin ve Early geriliminin yüksek olmasını sağlamak amacı ile kolektör bölgesinin katkı yoğunluğunun oldukça düşük yapılması gerekir ($N_d \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $R_{sh} = 1000 \text{ ohm}/\square$). Bu da kolektör gövde direncinin yüksek olmasına yol açar. Çok yüksek katkı yoğunluklu ($N_d \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $R_{sh} = 20 \text{ ohm}/\square$) bir gömük tabaka kullanılması ile gövde direnci önemli ölçüde küçültülebilir (küçük tranzistorlarda $r_{cc'} \approx 100 \text{ ohm}$). Daha düşük $r_{cc'}$ değerleri, kolektör bölgesi bağlantı katkılarının gömük tabakaya erişecek kadar derin yapılması ile sağlanabilir. Şekil-10'da gösterilmiş olan bu yapıya "kolektör saplaması" (collector plug) denir ve bu sayede $r_{cc'}$ yaklaşık olarak 10 defa küçültülebilir. $r_{cc'}$ nin yüksek olması hem yüke seri gelmesi nedeni ile kazançtan kaybedilmesi, hem de tranzistorun belirli bir I_C akımına karşı düşen saturasyon gerilimini $r_{cc'} I_C$ kadar arttırması nedeni ile zararlıdır.



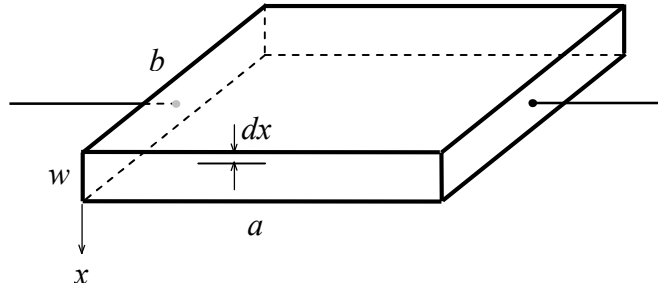
Şekil-10. Kolektör seri direncini küçültmek amacı ile uygulanan ilave derin n^{++} katkılanması ile oluşturulan kolektör saplaması. Şekilde ayrıca baz seri direncinin farklı karakterde iki bölgeden oluştuğuna dikkat edin.

- Baz gövde direnci: Bilindiği gibi $r_{bb'}$ baz gövde direncinin büyük olması, tranzistorun bir gerilim kaynağından sürülmesi halinde yüksek frekanslardaki performansını olumsuz yönde etkileyen en önemli etkenlerden biridir. Ayrıca baz gövde direnci tranzistorun bünyesinde bulunan önemi bir ısı gürültü kaynağıdır. Bu

nedenlerle değeri olabildiğince küçük yapılması gerekir. Şekil-10'dan görüleceği gibi baz gövde direnci farklı karakterde iki bölümden oluşur. Baz kontağından etkin baz bölgesine kadar olan ve genellikle değeri ihmal edilebilecek kadar küçük olan düşey bölüm ve etkin baz bölgesinin oluşturduğu ince, yatay bölüm. $r_{bb'}$ bakımından şanssızlık, h_{FE} nin yüksek yapılması amacı ile baz katkılmasının düşük dozda yapılması ve etkin baz bölgesinin ince bir tabaka şeklinde gerçekleştirilmesi zorunluluğudur. Baz gövde direncinin baskın bileşenini oluşturan bu bölgenin katkı yoğunluğu emetör sınırından kolektör sınırına kadar w baz genişliği boyunca önemli ölçüde değiştiği için değerinin Şekil-11'den yararlanılarak hesaplanabilir. Direncin değeri dx kalınlıklı katmanların iletkenliklerinin toplamının tersidir. Bir katmanın iletkenliği $\sigma(x)$, katmanın özgül iletkenliği olmak üzere

$$dG = \sigma(x) \frac{b \cdot dx}{a} \quad (30)$$

dir. $\sigma(x) = q\mu N_a(x)$ olduğundan, dG bazın etkin genişliği boyunca entegre edilerek



Şekil-11. Baz gövde direncinin baskın bileşeninin hesaplanması.

$$\begin{aligned} dG &= \frac{b}{a} q\mu N_a(x) \cdot dx \\ G &= \int_0^w \frac{b}{a} q\mu N_a(x) \cdot dx \\ G &= \frac{b}{a} q\mu \int_0^w N_a(x) \cdot dx \end{aligned} \quad (31)$$

bulunur. Öte yandan

$$Q_B = Aq \int_0^w N_a(x) \cdot dx = abq \int_0^w N_a(x) \cdot dx$$

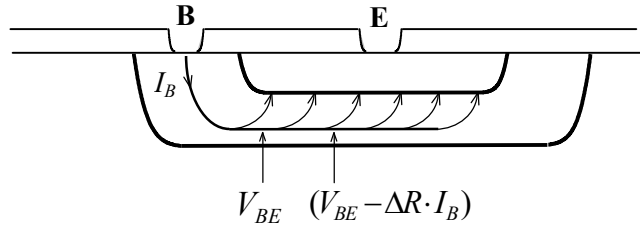
olduğundan,

$$G = \frac{\mu}{a^2} Q_B \rightarrow R \approx r_{bb'} = \frac{a^2}{\mu Q_B} \quad (32)$$

elde edilir.

(32) bağıntısına göre;

- Baz gövde direncini küçültmek için Q_B Gummel yükünü arttırmak gerekir. Bu, büyük bir h_{FE} değeri elde etme koşulu ile çelişir. Dolayısı ile iyi bir yüksek frekans ve gürültü performansı elde etmek için h_{FE} değerinden fedakârlık etmek gerekir.
- Yüksek V_{CE} değerlerinde bazın etkin genişliği, dolayısı ile Q_B azalacağından $r_{bb'}$ artar.
- μ sıcaklıkla azaldığı için baz gövde direncinin değeri sıcaklık arttıkça artar.
- Baz gövde direncinin a^2 ile orantılı olması emetör bölgesinin baz kontağından itibaren genişliğinin büyük yapılmamasını gerektirir. Şekil-12 de gösterildiği gibi baz akımının bu direnç boyunca meydana getireceği gerilim düşümünün, emetör genişliği (a) boyunca V_{BE} nin düşmesine, bu da emetör jonksiyonunun akım yoğunluğunun emetör genişliği boyunca azalmasına yol açar.



Şekil-12. Baz gövde direncinin yatay bileşeni üzerinde meydana getirdiği gerilim düşümü ve baz-emetör gerilimi üzerindeki etkisi.

- Yani emetörün baz kontağına uzak bölgelerinde akım yoğunluğu azalır. Başka bir bakış açısından, akım emetörün baz kontağına bakan bölgelerine yığılarak emetör joksiyonu alanından etkin olarak yararlanılmasını engeller. Dolayısı ile akım değeri üzerinde emetör alanından çok emetör bölgesinin baz kontağına bakan kısımlarının kenar uzunlukları etkili olur⁶. Bu durum, yüksek frekans performansı bakımından diğer önemli bir bileşen olan emetör-baz jonksiyonu kapasitesi ile birlikte değerlendirildiğinde emetör geometrisinin, emetör alanı mümkün olduğu kadar küçük fakat baz kontağına (kontaklarına) bakan kenar uzunluklarının büyük olmasını sağlayacak şekilde tasarlanması gereği ortaya çıkar.
- Bu amaçla baz kontağının etkin baz bölgesinin iki yanından alınması yahut baz bölgesini çevreleyecek biçimde yapılması yoluna gidilir. Yahut özellikle büyük

⁶ Tipik bir ortalama değer olarak akım yoğunluğu ile kenar uzunluğu arasında 4 mA/mil (0.15 mA/mikron) değeri kullanılabilir.

akımlı tranzistorlarda parmaklı yapı uygulanır. Ayrıca kontak yerlerinin ve sayılarının toplam seri direnci en az yapacak şekile düzenlenmesi gerekir.

3- Parazitik kapasiteler.

- Emetör-baz jonksiyonunun kapasitesi (C_{EB}) fakirleşmiş bölge kapasitesi (jonksiyon kapasitesi) ile normal kutuplama koşulları altında emetörden taşıyıcı enjeksiyonu nedeni ile ortaya çıkan difüzyon kapasitesinin toplamıdır⁷.
- Kolektör-baz jonksiyonunun kapasitesi (C_{CB}) normal kutuplama koşulları altında fakirleşmiş bölge kapasitesinden ibarettir. Ancak kolektörden baza taşıyıcı enjeksiyonunun olduğu durumlarda buna ek olarak bir de difüzyon kapasitesi ortaya çıkar.
- Kolektör bölgesi ile taban arasındaki jonksiyonun fakirleşmiş bölge kapasitesi. Şekil-1(b) den görüleceği gibi çeşitli bileşenleri olan bu kapasitenin daima tıkama yönünde kutuplanması gerekir.

Frekansa bağlı özellikler

Bir tranzistorun hızını parazitik kapasitif etkilerle taşıyıcıların yapı içindeki hareketleri ile ilgili gecikmeler belirler. Çıkışı kısa devre edilmiş bir ortak bazlı devrede emetöre basamak biçimi bir akım uygulandığında;

- Emetör-baz jonksiyonu kapasitesi doldurularak taşıyıcıların E-B geçiş bölgesine ulaşmaları için bir süre geçer

$$\tau_E = r_e \cdot C_{EB}$$

- Taşıyıcılar E-B geçiş bölgesini doyma hızı ($\approx 10^7$ cm/s) ile geçerek baza ulaşırlar.

$$\tau_{depE} = \frac{w_{depE}}{v_{sat}}$$

- Taşıyıcıların bazı aşarak B-C geçiş bölgesine ulaşmaları τ_B gibi bir zaman alır.

- Taşıyıcılar B-C geçiş bölgesini doyma hızı ($\approx 10^7$ cm/s) ile geçerek kolektöre ulaşırlar.

$$\tau_{depC} = \frac{w_{depC}}{v_{sat}}$$

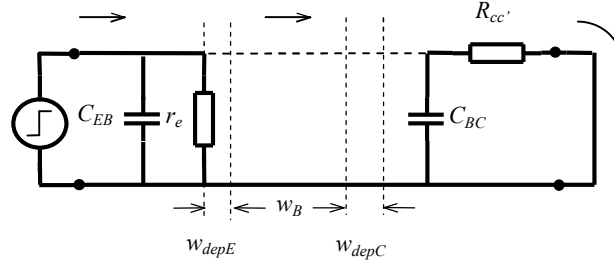
- Kolektöre ulaşan elektron akımının çıkıştaki kısa devre akımını oluşturabilmesi için önce C_C kolektör kapasitesinin dolması gerekir.

$$\tau_C = r_{cc'} \cdot C_{BC}$$

⁷ Bakınız: D. Leblebici, Elektronik Temelleri, Sf. 104, .

Şekil-13 de art arda gerçekleşen bu gecikmeler şematik olarak gösterilmiştir. Buna göre tranzistorun emetörüne uygulanan akım basamağının çıkışa ulaşması için geçecek olan toplam süre

$$\tau = \tau_E + \tau_{depE} + \tau_B + \tau_{depC} + \tau_C \quad (33)$$



Şekil-13. Bipolar tranzistorda emetörden kolektöre kadar işaret gecikmesinin bileşenleri.

Toplam işaret gecikmesi içinde en önemli bileşen taşıyıcıların etkin baz bölgesini aşmaları için geçen süredir. Bazdan emetöre girerek $I_C (\approx I_{CC})$ akımını taşıyan elektronların baz içinde oluşturdıkları yük q_B ile gösterilirse, bunların bazı geçiş süreleri τ_B ile gösterildiğine göre,

$$q_B = \tau_B \cdot I_C = qA \int_0^{w_{eff}} n(x) \cdot dx \quad (34)$$

ve Şekil-5'den yararlanılarak

$$q_B = qA \cdot \frac{1}{2} w_{eff} \cdot n_0(0) e^{(V_{BE}/V_T)} \quad (35)$$

yazılabilir. Buradan baz içi gecikme (τ_B) için

$$\tau_B = \frac{q_B}{I_C} = \frac{qA \cdot \frac{1}{2} w_{eff} \cdot n_0(0) e^{(V_{BE}/V_T)}}{I_C} \quad (36)$$

elde edilir.

Bu bağıntıda I_C için (13-b) bağıntısı yerine, akım üzerinde iç alanın hızlandırıcı etkisini görme ve yorumlama imkânı veren yeni bir düzenleme yapılması yararlı olur. Baz içindeki akım yoğunluğu için çıkartılmış olan (6-a) bağıntısına göre akım yoğunluğunun aktif baz bölgesinin başlangıcındaki değeri

$$J_n(0) = kT \cdot \mu_n \left[\frac{n(0)}{N_a(0)} \cdot \frac{dN_a(0)}{dx} + \frac{dn(0)}{dx} \right]$$

ve kolektör akımının aktif baz bölgesinin başlangıcındaki değeri $I_C(0) = A \cdot J(0)$ dır. Baz içindeki birleşmeler ihmal edilebilecek kadar küçük olduğundan akım baz boyunca sabit kabul edilebilir:

$$I_C = A \cdot kT \cdot \mu_n \left[\frac{n(0)}{N_a(0)} \cdot \frac{dN_a(0)}{dx} + \frac{dn(0)}{dx} \right] \quad (37)$$

Şekil-5 den görüldüğü gibi $n(0) = n_0(0) e^{(V_{BE}/V_T)}$ ve

$$\frac{dn(0)}{dx} \approx -\frac{n(0)}{w_{eff}}$$

olduğundan, $\frac{dN_a(0)}{dx}$ in de negatif olduğu göz önünde bulundurularak

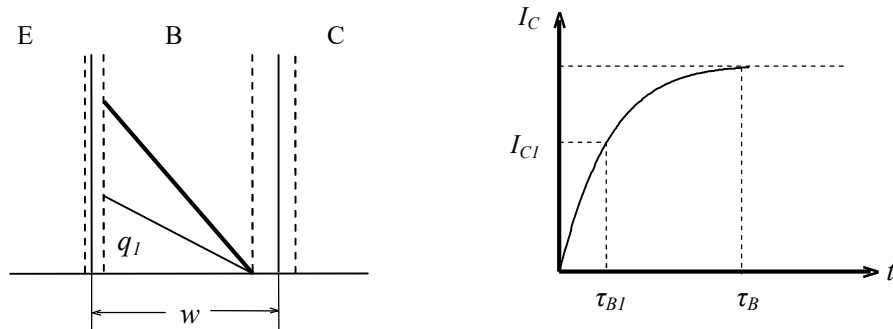
$$I_C = \left| A \cdot kT \cdot \mu_n \left[\frac{1}{N_a(0)} \cdot \frac{dN_a(0)}{dx} - \frac{1}{w_{eff}} \right] \right| n_0(0) \cdot e^{V_{BE}/V_T}$$

elde edilir. Böylece baz içi gecikme için

$$\tau_B = \frac{q_B}{I_C} = \frac{1}{2} \frac{q \cdot w_{eff}}{kT \cdot \mu_n \left| \frac{1}{N_a(0)} \cdot \frac{dN_a(0)}{dx} - \frac{1}{w_{eff}} \right|} \quad (38)$$

bulunur.

Şimdi baz içi gecikme ile tranzistorun $f_a \approx f_T$ kesim frekansı arasındaki ilişkiyi çıkartmaya çalışalım. Akım basamağı E-B jonksiyonuna ulaştığı andan başlayarak bir yandan baz bölgesi içindeki q_B yükünü oluştururken (yani tranzistorun C_D difüzyon kapasitesini doldururken), bir yandan da C-B jonksiyonuna ulaşan kısmı ile artmakta olan kolektör akımını oluşturur. Şekil-14'de baz yükünün ve kolektör akımının alacağı son durum ve bir ara durum şematik olarak gösterilmiştir. Buna göre – bir başka bakış açısından – τ_B baz geçiş süresi aynı zamanda kolektöre ulaşan akım basamağının sıfırdan maksimum değerine ulaşması için geçecek olan süredir.



Şekil-14. Baza enjekte edilen elektron yükünün ve kolektör akım basamağının yükselişi. Bir τ_{BI} anına karşı düşen baz yükü (q_I) ve buna karşı düşen I_{CI} akımı. (Akım değerinin yük profilinin eğimi ile orantılı olduğunu hatırlayın).

τ_B nin yaklaşık olarak kolektör akımı basamağının yükselme süresine eşit olması, yükselme süresi (τ_r) ile üst kesim frekansı arasındaki

$$f_2 \approx \frac{0.35}{\tau_r}$$

bağıntısından yararlanılarak baz montajı akım kazancının 3dB düştüğü f_α frekansının hesaplanmasına olanak verir ki bu yaklaşık olarak tranzistorun f_T frekansına da eşittir:

$$f_\alpha = f_T = \frac{0.35}{\tau_B} = \frac{0.35}{\frac{1}{2} \frac{q \cdot w_{eff}}{kT \cdot \mu_n \left[\frac{1}{N_a(0)} \cdot \frac{dN_a(0)}{dx} - \frac{1}{w_{eff}} \right]}} \quad (38)$$

$$f_\alpha = f_T = 0.7 \frac{kT \cdot \mu_n \left[\frac{1}{N_a(0)} \cdot \frac{dN_a(0)}{dx} - \frac{1}{w_{eff}} \right]}{q \cdot w_{eff}}$$

(38) Bağıntısı bir bipolar tranzistorun f_T kesim frekansı ile yapısal özellikleri arasındaki ilişkiler konusunda önemli bilgiler verir:

- Kesim frekansı taşıyıcıların hareket yeteneği ile orantılıdır.
- Ana akım taşıyıcıları elektronlar olan npn tipi tranzistorların f_T frekansları ana akım taşıyıcıları delikler olan pnp tipi tranzistorlara göre yaklaşık olarak iki kat yüksektir.
- Hareket yeteneklerinin üretim süreçlerinden de önemi ölçüde etkilendiği bilinmelidir.
- Baz bölgesinin kristal yapısına germanyum atomlarının katılması halinde elektronların hareket yeteneklerinin yaklaşık olarak üç katına çıkması nedeni ile Si-Ge bipolar npn tranzistorların f_T önemli ölçüde yüksektir ve bu sayede mikrodalga frekanslarında çalışan frekanslarında çalışan tranzistorlar ve tümdevreler gerçekleştirilebilir.
- Kesim frekansı bazın etkin genişliğine çok bağlıdır.
- Kesim frekansı baz içindeki katkı yoğunluğunun değişim eğimine çok bağlıdır.
