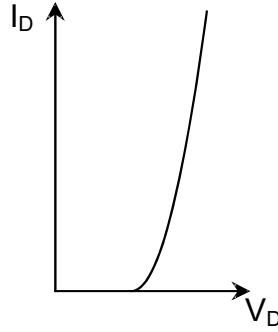


## BÖLÜM 2

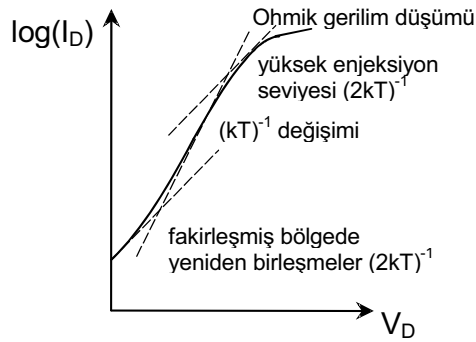
### DİYOT MODELLERİ

#### 2.1. Bir diyodun lineer olmayan davranışı

İleri yönde kutuplanmış bir pn jonksiyonunun akım-gerilim karakteristiği geniş bir bölgede Şekil-2.1'deki gibi üstel bir değişim gösterir. Ancak, gerek küçük gerekse büyük akımlara doğru gidildiğinde, bu ideal değişime göre bazı farklılıkların ortaya çıktığı gözlenir. Bu durum karakteristiğin logaritmik eksene çizilmesi halinde kolayca izlenebilir. İleri yönde kutuplamaya ilişkin karakteristik çizilirken logaritmik eksen kullanılması halinde Şekil-2.2'deki değişim elde edilir.



Şekil-2.1. İleri yönde kutuplama için diyot karakteristiği.



Şekil-2.2. İleri yönde kutuplama için diyot karakteristiği (I eksenini logaritmik olarak ölçeklendirilmiştir).

## 2.2

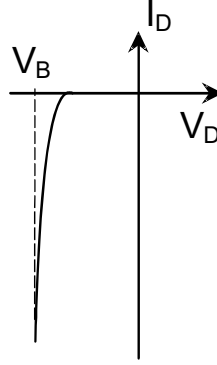
Düşük akımlarda fakirleşmiş bölgedeki yeniden birleşme akımı baskın olur ve ileri yönde akan akım ile gerilim arasındaki ilişki  $(2kT)^{-1}$  ile orantılı hale gelir. Orta akımlar bölgesinde konvansiyonel difüzyon akımı yeniden birleşme akımına göre baskındır ve bu bölgede eğri bilinen klasik  $(kT)^{-1}$  eğimli değişime uyar. Daha büyük akımlarda, yüksek seviyede enjeksiyondan ötürü eğri tekrar  $(2kT)^{-1}$  kuralına uyar. En sonunda çok büyük akım değerlerine çıkıldığında, akım doğrudan doğruya uygulanan gerilimle orantılı bir değişim gösterir. Bunun nedeni, yarıiletken bölgelerde ohmik gerilim düşümleridir.

Ters yönde kutuplamada ise, diyodun dayanma gerilimine dikkat edilmesi gerekir. Bilindiği gibi, bu bölgede çığ ve Zener olayları etkili olmaktadır. Fakirleşmiş bölgeye tıkama yönünde uygulanan gerilim arttırıldıkça bu bölgenin genişliği de artar, böylece fakirleşmiş bölgedeki elektriksel alan da artmış olur. Uygulanabilecek maksimum gerilim yarıiletken malzemenin dielektrik özellikleri ile sınırlıdır. Yarıiletken jonksiyonlarda bu sınır Zener olayı ile belirlenir. Zener olayı  $7 \times 10^7$  V/m mertebesindeki alan şiddetlerinde oluşur. Zener belvermesi çok dar jonksiyonlu diyotlarda ortaya çıkar. Bununla beraber, tıkama yönünde etkili olan başka bir olay daha vardır. Daha geniş jonksiyonlarda ortaya çıkan bu olay çığ olayı (avalanche breakdown) olarak isimlendirilir.  $2$  ila  $3 \times 10^7$  V/m'lik elektriksel alan şiddetlerinde, ısı etkiler sonucunda fakirleşmiş bölgede bulunan serbest taşıyıcılar hızlanırlar, çarpışmalarla yeni elektron-delik çiftleri oluştururlar. Bunlar da olaya katıldıklarından, yeni elektron-delik çiftleri ortaya çıkmasına yol açarlar. Olay adeta bir çığ gibi büyüyerek, kendi kendini destekleyerek artar. Tıkama yönü gerilimi arttırılırsa, elektriksel alan ve buna bağlı olarak elektron-delik çifti üretimi artar. Belverme gerilimi olarak isimlendirilen belirli bir tıkama yönü geriliminde çoğaltma olayı sonsuz olur. Başka bir deyişle, akım dış devre elemanları tarafından sınırlanır.

Belvermeden daha önceki gerilimlerde ortaya çıkan çoğaltma olayı  $M$  çoğaltma katsayısı ile karakterize edilebilir.  $M$  çoğaltma faktörü, fakirleşmiş bölgeyi terk eden akımın fakirleşmiş bölgeye giren akıma oranı şeklinde tanımlanmıştır.  $M$  çoğaltma faktörü için Miller tarafından amprik bir bağıntı türetilmiştir. Bu bağıntı

$$M = \left[ 1 - \left( \frac{V}{V_B} \right)^n \right]^{-1} \quad (2.1)$$

şeklindedir. Burada  $V_B$  gövdenin belverme gerilimi, yani çoğaltmanın sonsuz olduğu gerilim,  $n$  büyüklüğü değeri yarıiletken malzemeye bağlı bir üs olmaktadır.  $n$  büyüklüğünün değeri 3-6 arasında değişir. Belverme olayının özelliği Şekil-2.3'de görülmektedir.



Şekil-2.3. Belverme olayı

Yukarıda belirtilen statik özelliklerin yanısıra, dinamik özellikler de elemanın davranışını belirleyen önemli etkenler olmaktadır. Bunlar kapasite özellikleri olarak kendilerini gösterirler. İleri yönde kutuplama halinde etkili olan kapasite difüzyon kapasitesi, ters yönde kutuplamada ise jonksiyon kapasitesidir. Görüldüğü gibi, elemanın yeteri doğrulukta temsil edilebilmesi için bütün bu olayların modellenmesi gerekmektedir.

## 2.2. Diyot modelinin kurulması

İlk önce basit diyot bağıntısının çıkartılışını ele alalım. Bunun için tek boyutlu analiz yapacağız. P ve N tipi bölgelerin homojen olduğunu ve akımın tek doğrultuda aktığını kabul edelim. Yüksek olmayan enjeksiyon seviyelerinde,  $p_n \ll n_{no}$  ve  $n_p \ll p_{po}$  şartı altında n bölgesindeki delikler için süreklilik denklemi

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} + \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = -\left(\frac{1}{q}\right) \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (2.2)$$

şeklindedir, burada  $J_p$  delik akımı yoğunluğudur ve

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \quad (2.3)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Bunların benzeri bir bağıntı çifti de p tipi bölgedeki elektronlar için yazılabilir. Bağıntılarda  $p_n$  n bölgesindeki delik yoğunluğunu, q elektron yükünü,  $D_p$  n bölgesindeki delikler için azınlık taşıyıcıları difüzyon katsayısını göstermektedir.  $\tau_p$  n bölgesindeki delikler için azınlık taşıyıcıları ömrü veya n tipi bölgede azınlık taşıyıcılarının üremesi ve yeniden birleşmesi arasında geçen ortalama süredir.

(2.2) ve (2.3) bağıntıları bir araya getirilirse, delik yoğunluğu için x uzaklığının bir fonksiyonu olarak ikinci dereceden bir diferensiyel denklem elde edilir. Bu diferensiyel denklem

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} + \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (2.4)$$

şeklindedir. Benzer bir ikinci dereceden diferensiyel denklem P bölgesindeki elektronların yoğunluğu için de elde edilebilir :

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{n_p - n_{po}}{\tau_n} = D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (2.5)$$

Bu bağıntıda  $D_n$  ve  $\tau_n$  p bölgesindeki elektronlar için azınlık taşıyıcıları difüzyon katsayısı ve azınlık taşıyıcıları ömrüdür.

Statik şartlar altında delik ve elektron yoğunluklarının zamana göre türevleri sıfırdır ve böylece diferensiyel denklemler daha basit bir biçime getirilebilirler ve genel çözümler bilinen birkaç biçimden birine getirilebilir. Örneğin, delik yoğunluğu için

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p \cdot D_p} = 0 \quad (2.6)$$

olur. Bunun genel çözümü

$$p_n(x) - p_{no} = A_1 \cdot \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right) + A_2 \cdot \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) \quad (2.7)$$

veya

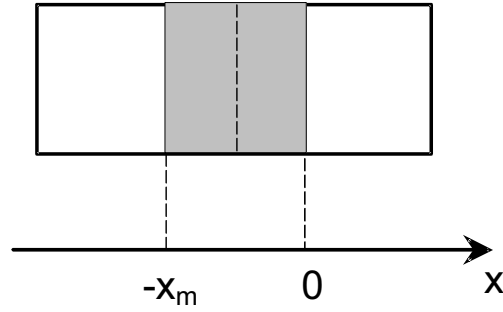
$$p_n(x) - p_{no} = B_1 \cdot \cosh\left(\frac{-x}{L_p}\right) + B_2 \cdot \sinh\left(\frac{x}{L_p}\right) \quad (2.8)$$

biçimindedir. Burada görülen  $L_p$  büyüklüğü

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (2.9)$$

şeklinde tanımlanır.  $L_p$  büyüklüğü, N bölgesindeki delikler için azınlık taşıyıcıları difüzyon uzaklığı, yahut N tipi bölgeye difüzyonla geçen delikler için ortalama uzaklık olarak isimlendirilir.  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  ve  $B_2$  ise uygun sınır değerlerinden elde edilebilecek keyfi sabitlerdir.

Şimdi, Şekil-2.4'de görülen koordinat sistemini ele alalım. PN jonksiyonunun N tipi kenarını  $x = 0$  kabul edelim.



Şekil-2.4. PN jonksiyonu ve koordinat sistemi

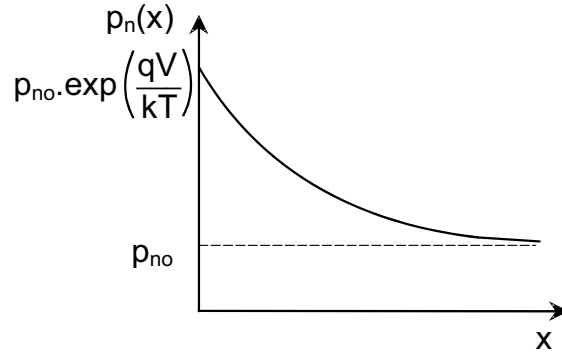
Sınır şartları uygulanırsa,  $x$  sonsuza gittiğinde  $p_n(x) \rightarrow p_{no}$ , dolayısıyla (2.7) bağıntısının sol tarafı sıfır olur. Bu şart  $A_2 = 0$  olmasını gerektirir.  $A_1$  sabiti ise Boltzmann bağıntısının  $x = 0$  durumuna uygulanması ile saptanabilir. Bu durumda

$$p_n(0) = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = A_1 + p_{no}$$

elde edilir. Dolayısıyla

$$p_n(x) = p_{no} \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \cdot \exp\left(\frac{-x}{L_p}\right) + p_{no} \quad (2.10)$$

sonucuna ulaşılır. Benzer bir eşitlik P tipi bölgedeki elektron yoğunluğu için de çıkartılabilir. Delik ve elektron yoğunluklarının uzaklıkla değişimi Şekil-2.5'deki karaktere sahiptir.



Şekil 2.5. N bölgesindeki delik yoğunluğunun uzaklıkla değişimi, jonksiyon ileri yönde kutuplanmıştır.

Şekil-2.5'de sadece N bölgesindeki delik yoğunluğunun uzaklıkla değişimi verilmiştir. P bölgesindeki elektron yoğunluğunun da benzer bir değişim göstereceği açıktır.

Jonksiyonun kesitini S ile gösterelim. Jonksiyondan akan toplam akım, delik ve elektron akımlarının toplamı olur. Kesit S olduğuna göre,  $I_p$  delik akımı  $I_p = S \cdot J_p$  ve  $I_N$  elektron akımı da  $I_N = S \cdot J_N$  şeklinde ifade edilecektir. Buna göre toplam I akımı

$$I = S \cdot [J_p(0) + J_N(-x_m)] \quad (2.11)$$

biçiminde olacaktır.  $J_N$  elektron akımı yoğunluğu  $J_p$  delik akımı yoğunluğuna göre ters yönde olmasına rağmen, elektronun yükü delik yükünün ters işaretlisi olduğundan, bağıl olarak  $J_p$  ve  $J_N$  nin toplanması gerekir.

$I_p$  delik akımı, (2.10) ve (2.3) hağıntılarından hareketle  $x = 0$  için

$$I_p = S \cdot J_p(0) = \left( \frac{qSD_p}{L_p} \right) p_{no} \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

## 2.7

şeklinde ifade edilebilir. PN jonksiyonundan akan elektron akımı için de benzer bir ifade çıkacaktır.  $I_N = SJ_N(-x_m)$  olduğundan

$$I_N = S \cdot J_N(-x_m) = \left( \frac{qSD_n}{L_n} \right) n_{po} \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.13)$$

bulunur. Dolayısıyla, toplam akım

$$I = I_p + I_N \quad (2.14)$$

olur. Bu sonuçlar yarı sonsuz bölgeler için elde edilmiştir. Ancak, bu bağıntılar, P ve N tipi bölgelerin sonlu olmaları halinde de geçerlidir. Bunun için gereken şart, P ve N tipi bölgelerin kalınlıklarının yaklaşık olarak 5 difüzyon uzaklığına eşit veya bundan daha büyük olmasıdır.  $x > 3-5L_p$  için (2.10) bağıntısında uzaklığın fonksiyonu olarak verilen delik yoğunluğu bağıntısından hareket edilirse, buradaki ek delik yoğunluğunun temelde sıfır kabul edilebileceği, yani  $p_n(x) - p_{n0}$  nun sıfıra gideceği bulunabilir. Başka bir deyişle,  $p_n(x)$  temelde ısı dengedeki  $p_n$  yoğunluğuna eşit olmaktadır.

Daha ince bölgeler için, yukarıdaki bağıntılarda verilen  $L_n$  ve  $L_p$  büyüklüklerinden her birinin efektif  $\ell_n$  ve  $\ell_p$  kalınlıklarıyla değiştirilmeleri gerekir. Difüzyon uzaklığına göre bağlı olarak çok küçük olan bir kalınlıktaki bölge için etkin kalınlık, hölgenin gerçek kalınlığına eşittir.

Bütün bunlar göz önüne alınırsa, daha genel anlamdaki uzaklıklar olan  $\ell_n$  ve  $\ell_p$  kullanılarak toplam akım hesaplanabilir. Bu yapılırsa

$$I = qS \left( \frac{D_p \cdot p_{no}}{\ell_p} + \frac{D_n \cdot n_{po}}{\ell_n} \right) \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.15)$$

elde edilir.  $V_T = kT/q$  olduğu dikkate alınır ve

$$I_S = qS \left( \frac{D_p \cdot p_{no}}{\ell_p} + \frac{D_n \cdot n_{po}}{\ell_n} \right) \quad (2.16)$$

yazılırsa, akım-gerilim bağıntısı için

$$I = I_S \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.17)$$

eşitliği, yani diyot denklemi elde edilir.

### **Fakirleşmiş bölgedeki yeniden birleşmelerin ileri yöndeki karakteristiğe etkisi**

Bir PN jonksiyonunun davranışı, her akım ve gerilim değeri için yukarıdaki diyot denklemini izlemez. Küçük akım değerlerine inildiğinde Şekil-2.2'den fark edilebileceği gibi, logaritmik ekseninde  $(2kT)^{-1}$  ile orantılı bir eğim elde edilmektedir. Buna neden olan, fakirleşmiş bölgedeki yeniden birleşmelerdir. Eğer ters yönde çalışma karakteristiğine etkili olan yeniden birleşmelerin etkisi önemsenecek kadar fazla ise, jonksiyon ileri yönde kutuplandığında, bunların da karakteristik üzerine etkisi büyük olur. Jonksiyonun ileri yönde kutuplandığı durumda fakirleşmiş bölge içindeki taşıyıcıların yeniden birleşme miktarı tabaka boyunca uniform değildir, aksine jonksiyonun merkezine yakın çok dar bir bölgede dikkati çekecek derecede önemli değerlere sahip olur. Merkez olarak tanımlanan nokta, hareketli delik ve elektronların n ve p yoğunluklarının tam olarak eşit oldukları yerdir. Bu bölge boyunca elektrostatik potansiyel yaklaşık olarak  $V_T$  ısı gerilimiyle değişir. Jonksiyonun merkezinde ileri yönde kutuplama şartlarında  $p_n = n_{no}$  alınarak ve

$$p_n = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{n_{no}} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

bağıntısından yararlanılarak

$$p_n = n_{no} = n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (2.18)$$

elde edilir.

Jonksiyonun merkezinde r yeniden birleşme miktarı  $p_n$  nin  $\tau_m$  etkin ömrüne oranı olarak tanımlanır :

$$r = \frac{p_n}{\tau_m} = \frac{n_i}{\tau_m} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (2.19)$$

Buna karşı düşen yeniden birleşme akımı, bulunan yeniden birleşme miktarının q elektron yükü, S kesit alanı ve yeniden birleşmenin etkili olduğu  $\Delta x_m$  uzaklığı ile çarpılmasıyla elde edilir. Burada söz konusu olan  $\Delta x_m$  uzaklığı, jonksiyondaki elektriksel alan cinsinden



$$\Delta x_m = \frac{kT}{qE} \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilebilir. Dolayısıyla

$$I_{rg} = qS \frac{kT}{qE} \frac{n_i^2}{\tau_m} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (2.21)$$

olur. Görüldüğü gibi,  $I$  akımı  $V$  gerilimiyle yine üstel olarak, ancak konvansiyonel diyot bağıntısındaki göre daha yavaş bir eğimle düşmektedir. Klasik bağıntıda eğim  $(kT)^{-1}$  ile, burada ise  $(2kT)^{-1}$  ile orantılı olmaktadır. Bu şekilde elde edilen fakirleşmiş bölge yeniden birleşme akımı  $I_p$  ileri yönde difüzyon akımı ile karşılaştırılabilir.  $\exp(V/V_T) \gg 1$  olması halinde

$$I_p = \left( \frac{qSD_p p_{no}}{L_p} \right) \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.22)$$

olduğundan, bu iki akımın oranı

$$\frac{I_p}{I_{rg}} = \frac{p_{no} \cdot \tau_m}{n_i \cdot \tau_p} \frac{L_p}{kt/qE} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda  $\exp(V/2V_T) \gg 1$  dır. Ancak küçük akımlarda, yukarıdaki bağıntıdaki üstel terimin önünde yer alan katsayının 1 den yeteri kadar küçük olması halinde, yeniden birleşme akımı difüzyon akımına göre baskın olur. Bunun için

$$\frac{p_{no} \cdot \tau_m}{n_i \cdot \tau_p} \frac{L_p}{kt/qE} \ll 1 \quad (2.24)$$

olması gerekmektedir. Bu şartın sağlanması halinde fakirleşmiş bölgede üreyen ve yeniden birleşen taşıyıcılar diyodun hem ileri hem de ters yönde karakteristiklerine etkili olurlar. Fakirleşmiş bölgedeki yeniden birleşmelerin neden olduğu bu akım, ideal diyot bağıntısına benzer bir bağıntı ile ifade edilebilir. Söz konusu bağıntı her iki yönde kutuplama için de geçerli olup

$$I_{rg} = a_{rg}(V) \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.25)$$

şeklinde dir. Burada  $a_{rg}(V)$ , gerilimin fonksiyonu olan bir çarpandır. Toplam diyot akımı da ideal bileşenle bulunan (2.25) bağıntısının toplamı olarak

$$I = I_S \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + a_{rg}(V) \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

şeklinde elde edilir.

### Yüksek enjeksiyon seviyelerindeki değişim

$(2kT)^{-1}$  ile orantılı değişim gösteren başka bir karakteristik bölgesi de büyük akımlar bölgesidir. Yüksek akım yoğunluklarında PN jonksiyonunun bir tarafına enjekte edilen azınlık taşıyıcıları, normal durumda bu bölgede bulunan çoğunluk taşıyıcıları ile kıyaslanabilir miktara ulaşırlar. Söz konusu bölgenin yük nötrlüğünü koruyabilmesi için bu bölgeye ek yükler gelir. Örneğin N tipi bölgenin nötrlüğünü korumak üzere, N bölgesi bağlantı ucu üzerinden çekilen akımla bu bölgeye elektronlar gelmektedir.

Ek hareketli taşıyıcıların bulunması, delik yoğunluğu ve gerilim arasındaki

$$p_n = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{n_{no}} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

yahut elektron yoğunluğu ile gerilim arasındaki

$$n_p = n_{po} \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{p_{po}} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

ilişkilerinin değişmesine yol açar. Akım yoğunluğu genelde taşıyıcı yoğunluğu ile orantılı olduğundan, söz konusu değişme aynı zamanda diyodun akım-gerilim karakteristiğini etkilemektedir.

N bölgesini ele alalım. PN jonksiyonunun N bölgesi kenarında hareketli delik ve elektronların yoğunlukları arasındaki ilişki

$$p_n \cdot n_n = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.27)$$

şeklinindedir. Burada V PN jonksiyonu uçlarındaki gerilim,  $n_i$  has taşıyıcı yoğunluğudur. Alışlagelen düşük enjeksiyon seviyelerinde elektron yoğunluğu

## 2.11

ısı dengedeki  $n_{no}$  yoğunluğu olarak alınabilir. Bununla beraber, jonksiyon ileri yönde kutuplanmış iken, nötr N bölgesine ek taşıyıcılar sokulması halinde, delik ve elektron yoğunluklarının

$$n_n - p_n = n_{no} - p_{no} \quad (2.28)$$

nötrlük şartını sağlamaları gerekir. Bu ilişki, N bölgesindeki ısı dengedeki delik yoğunluğu ihmal edilebilir kabulü ile

$$n_n = p_n + n_{no} - p_{no} = p_n + n_{no} \quad (2.29)$$

biçiminde de yazılabilir. Bu şart (2.27) bağıntısında yerine konursa

$$p_n \cdot (p_n + n_{no}) = n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.30)$$

bulunur. Düşük enjeksiyon seviyelerinde  $p_n/n_{no} \ll 1$  olduğundan, bu bağıntı

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_{no}} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.31)$$

şeklini alır. Yüksek enjeksiyon seviyelerinde ise  $p_n/n_{no} \gg 1$  olduğundan, söz konusu bağıntı

$$p_n = n_i \exp\left(\frac{qV}{2.kT}\right) \quad (2.32)$$

biçimine girer.

Orta akımlar seviyesinde enjekte edilen delik yoğunluğu

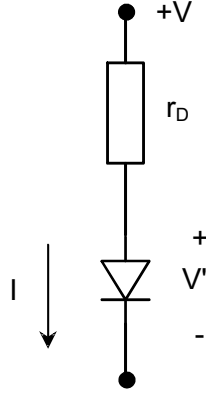
$$p_n \approx \exp\left(\frac{qV}{\lambda.kT}\right) \quad (2.33)$$

şeklinde değişir.  $\lambda$  1 ila 2 arasında değerler alır. Örneğin  $p_n/n_{no}$  0.3-3 iken  $\lambda = 1.3$  olur.

Delik yoğunluğu ve jonksiyon gerilimi arasında yukarıda belirtilen ilişki genel bir ilişkidir. Bununla beraber, delik yoğunluğu ve delik akımı yoğunluğu arasındaki orantı katsayısı geometriye ve N bölgesi (yahut P bölgesi) bağlantısının tabiatına da bağlıdır.. Uygun şartlar altında, yüksek akım yoğunluklarında ileri yönde akan akım, enjekte edilen delik ( P bölgesi için elektron) yoğunluğuna benzer şekilde değişir ve

$$I_F \approx \exp\left(\frac{qV}{2.kT}\right) \quad (2.34)$$

biçiminde olur. Diyodun bu statik karakteristiğini verecek bir model, bunların hepsi dikkate alınarak kurulabilir. Şekilde görülen diyot modelinin akım-gerilim ilişkisinin bu değişimleri verebilmesi gerekir. Akım-gerilim ilişkisi



Şekil-2.6. Diyot modeli

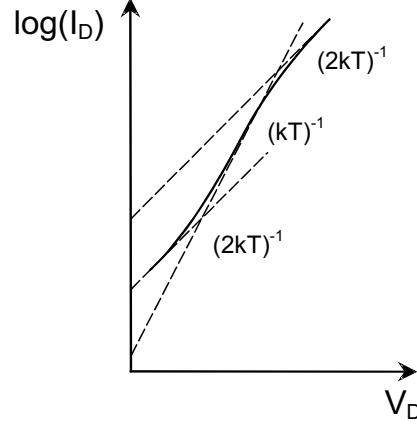
$$V = V' + I \cdot r_D$$

$$I = I_S \cdot \frac{\left[ \exp\left(\frac{qV'}{kT}\right) - 1 \right]}{1 + \theta \cdot \exp\left(\frac{qV'}{2kT}\right)} + C \cdot I_S \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV'}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.35)$$

biçimindedir. Şekilden fark edilebileceği gibi, model bir diyot elemanından ve gövde dirençlerine karşı düşen bir  $r_d$  direncinden oluşmaktadır.  $V'$  gerilimi diyot elemanı uçlarındaki gerilim,  $V$  ise diyodu temsil eden bileşik elemanın uçlarındaki gerilimdir ve gövde direnci uçlarındaki gerilim düşümünü de kapsamaktadır.  $I$  ise elemanın akımı olmaktadır.

(2.33) bağıntısındaki ikinci terim, yeniden birleşme akımını temsil eder ve küçük akımlarda etkili olur. İlk terim ise orta ve büyük akım seviyelerini modellemektedir. Orta seviyelerde  $(kT)^{-1}$ , yani  $1/V_T$  ile, yüksek seviyelerde ise  $(2kT)^{-1}$  ile (yani  $1/2V_T$  ile) orantılı bir değişim elde edileceği açıktır.  $\theta$  yüksek enjeksiyon seviyelerindeki,  $C$  de alçak enjeksiyon seviyelerindeki davranışı temsil eden parametrelerdir. Daha önce  $a_{rg}(V)$  ile gösterilen büyüklük burada  $V$  geriliminden bağımsız alınmıştır.  $C$  bu büyüklükle  $I$  arasında bir orantı katsayısı

olmaktadır. (2.35) denkleminde elde edilecek logI-V değişimi Şekil-2.7'de görülmektedir.



Şekil-2.7. (2.35) denkleminde elde edilecek logI-V değişimi

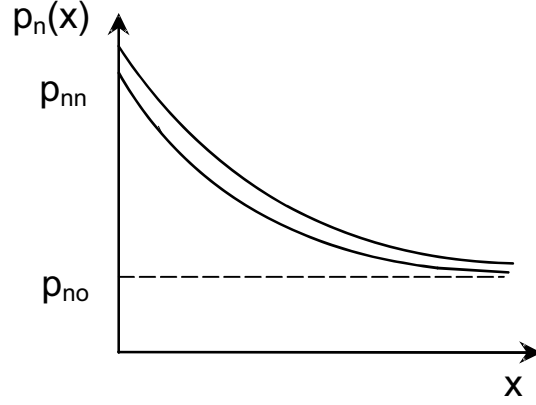
### Dinamik parametreler, difüzyon ve jonksiyon kapasiteleri

#### Difüzyon kapasitesi

İleri yönde kutuplanmış bir jonksiyonda jonksiyonu kutuplayan gerilim  $V$  den  $V + \Delta V$  değerine yükseltilsin. Bu durumda N tipi bölgedeki delik yoğunluğu  $p_n(x)$  değerinden  $p_n(x) + \Delta p_n(x)$  değerine yükselir. Bu durum Şekil-2.8'de görülmektedir.

Burada

$$p_{nm} = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = p_{no} \cdot \exp\left(\frac{V}{V_T}\right)$$



Şekil-2.8. Bir PN jonksiyonunun iki farklı ileri yönde kutuplama gerilimi değeri için N bölgesinde delik yoğunluğu

olup, bu ilişki Boltzmann eşitliğinden elde edilmiştir.  $p_{no}$  ise N tipi bölgede ısı dengedeki delik yoğunluğu olmaktadır. Şekil-2.8'de gösterilen taralı bölgeye ilişkin küçük işaret yük değişimi  $\Delta q$ , N tipi bölgeye dış devre tarafından eklenmektedir. Bu  $\Delta q$  küçük işaret yük değişiminin yine bu değişime neden olan küçük işaret jonksiyon gerilimi  $\Delta V$  ye oranı jonksiyonun difüzyon kapasitesi olarak tanımlanır :

$$C_D = \frac{\Delta q}{\Delta V} \quad (2.36)$$

N bölgesindeki delik yoğunluğu değişimine karşı düşen küçük işaret jonksiyon gerilimi, basit tek boyutlu jonksiyon, modelinden elde edilebilir. Bu yapılrısa

$$\Delta p_n(x) = \left( \frac{q}{kT} \right) p_{no} \cdot \exp\left( \frac{V}{V_T} \right) \cdot \exp\left( \frac{-x}{L_p} \right) \cdot \Delta V \quad (2.37)$$

bulunur. Bu bağıntının  $x = 0$  dan  $x = \infty$  'a kadar integrali alınır, Şekil-2.8'deki taralı bölgeye karşı düşen birim yüzey başına delik sayısı elde edilir :

$$\left( \frac{q}{kT} \right) \cdot L_p \cdot p_{no} \cdot \exp\left( \frac{V}{V_T} \right) \cdot \Delta V$$

bu büyüklük elektron yükü  $q$  ve PN jonksiyonunun  $S$  yüzeyi ile çarpılırsa, küçük işaret yük değişimi

$$\Delta q = S \cdot q \cdot \left( \frac{q}{kT} \right) \cdot L_p \cdot p_{no} \cdot \exp\left( \frac{V}{V_T} \right) \cdot \Delta V \quad (2.38)$$

şeklinde bulunur. Buradan  $C_D$  difüzyon kapasitesine geçilirse

$$C_D = \frac{\Delta q}{\Delta V} = \left( \frac{q}{kT} \right) \cdot S \cdot q \cdot L_p \cdot p_{no} \cdot \exp\left( \frac{V}{V_T} \right) \quad (2.39)$$

elde edilir. Bu aşamada genel diyot denklemini, yani (2.17) bağıntısını ele alıp, bu basit diyot modeli için diyot doyma akımının da (2.11) bağıntısı ile temsil edilebileceğini göz önünde tutarak

$$I = \left( \frac{qSD_p}{L_p} \right) p_{no} \cdot \left[ \exp\left( \frac{V}{V_T} \right) - 1 \right] = I_S \cdot \left[ \exp\left( \frac{V}{V_T} \right) - 1 \right] \quad (2.40)$$

yazmak mümkündür. Buradan hareketle

$$C_D = \left( \frac{q}{kT} \right) \cdot \left( \frac{L_p^2}{D_p} \right) \cdot (I + I_S)$$

elde edilir. Öte yandan  $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$  olduğundan

$$C_D = \left( \frac{q}{kT} \right) \cdot \tau_p \cdot (I + I_S) \quad (2.41)$$

olur.  $I \gg I_S$  olması nedeniyle  $C_D$  difüzyon kapasitesi

$$C_D = \left( \frac{q}{kT} \right) \cdot \tau_p \cdot I \quad (2.42)$$

şeklini alır. Bağıntı daha düzenli olarak ifade edilirse

$$C_D = \left( \frac{\tau_p}{V_T} \right) \cdot I \quad (2.43)$$

bulunur. Görüldüğü gibi, difüzyon kapasitesi  $I$  diyot akımı ile orantılı olmaktadır.

### **$C_j$ jonksiyon kapasitesi**

Geçirme yönünde kutuplanmış bir jonksiyonda difüzyon kapasitesinin etkili olmasına karşılık, tıkama yönünde kutuplanmış bir diyotta etkili olan

dinamik etken jonksiyon kapasitesidir.  $x_m$  geçiş bölgesi kalınlığı olmak üzere, birim yüzey başına jonksiyon yahut geçiş bölgesi kapasitesi

$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{x_m} \quad (2.44)$$

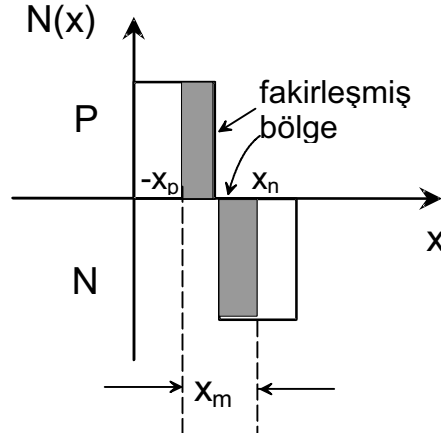
şeklinde tanımlanır. Bilindiği gibi, tıkama yönünde kutuplanmış bir jonksiyonda fakirleşmiş bölge genişliği jonksiyona uygulanan gerilimle değişir. gerilim arttıkça genişlik de artar. Gerilimle  $x_m$  genişliği arasındaki ilişki jonksiyonun tipine, sert geçişli yahut lineer geçişli olmasına bağlıdır. Pratikte bu iki uç durumun arasında kalınmaktadır.

### PN jonksiyonu tipleri

#### a) Sert geçişli jonksiyon

Poisson denkleminin üç boyutlu olarak çözülebilir olmasına rağmen, çoğu PN jonksiyonu ( bipolar tranzistörlerde kullanılanlar dahil) iki paralel düzlemsel bölgeden oluşuyormuş gibi düşünülebilir ve Poisson denklemi için tek boyutlu çözüm kullanılabilir.

İncelenecek ilk PN jonksiyonu tipi sert geçişli olarak nitelendirilen PN jonksiyonudur, bu jonksiyonda veren ve alan atom yoğunlukları Şekil-2.9'daki gibi sert bir geçiş gösterirler.



Şekil-2.9. Sert geçişli jonksiyon



N tipi bölgede ( $x > 0$ ) katkı yoğunluğu sabittir ve net N vereri atom yoğunluğuna eşit olup  $\rho = +q.N_D$  dir. Böylece Poisson denklemi

$$\frac{d^2 \psi_n}{dx^2} = -\left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot N_D \quad (2.45)$$

şeklini alır. Burada q elektron yüküdür.  $\psi$  ise elektrostatik potansiyeldir. Elektriksel alanı belirlemek üzere bir defa integral alınırsa

$$\frac{d\psi_n}{dx} = -\left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot N_D \cdot x + M_1 \quad (2.46)$$

bulunur. Burada  $M_1$  keyfi bir sabittir. İkinci bir integrasyon ise potansiyeli uzaklığın bir fonksiyonu olarak verecektir. Böylece,  $M_2$  yine keyfi bir sabit olmak üzere

$$\psi_n(x) = -\left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot N_D \cdot \frac{x^2}{2} + M_1 \cdot x + M_2 \quad (2.47)$$

bulunur.

Benzer şekilde P bölgesinde ( $x < 0$ )  $\rho = -q.N_A$  olduğundan

$$\frac{d^2 \psi_p}{dx^2} = \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot N_A \quad (2.48)$$

$$\frac{d\psi_p}{dx} = \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot N_A \cdot x + M_3 \quad (2.49)$$

$$\psi_p(x) = \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot N_A \cdot \frac{x^2}{2} + M_3 \cdot x + M_4 \quad (2.50)$$

elde edilir. Burada ise  $N_A$  net alan atom yoğunluğu,  $M_3$  ve  $M_4$  ise keyfi sabitlerdir. Bu dört keyfi sabitten ikisi, jonksiyonun merkezinde  $\psi$  nin ve  $d\psi/dx$  'in sürekliliğinden yararlanılarak elimine edilebilir. Böylece

$$\begin{aligned} M_1 &= M_3 \\ M_2 &= M_4 \end{aligned} \quad (2.51)$$

olur. Geriye kalan iki sabit, fakirleşmiş bölgenin P ve N bölgeleri kenarında  $d\psi/dx$  elektriksel alanının sıfır olmasından yararlanılarak belirlenebilir. Bu sınırlar  $-x_p$  ve  $x_n$  olarak tanımlanmaktadır. Dolayısıyla

$$\left(\frac{-q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) N_D x_n + M_1 = 0$$

$$\left(\frac{-q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) N_A x_p + M_1 = 0$$

olur. Bu bağıntılar keyfi  $M_1$  sabitini  $x_n$  ve  $x_p$  uzaklıklarına bağlarlar. Ayrıca  $x_n$  ve  $x_p$  arasında

$$\frac{x_p}{x_n} = \frac{N_D}{N_A}$$

ilişkisi bulunmaktadır.  $x_n$  deki potansiyel

$$\psi_n(x_n) = -\left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) N_D \frac{x_n^2}{2} + M_1 x_n + M_2 \quad (2.52)$$

olur. Yukarıdaki bağıntılar yardımıyla  $M_1$  elimine edilirse

$$\psi_n(x_n) = \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) N_D \frac{x_n^2}{2} + M_2$$

bulunur. Benzer şekilde hareket edilerek

$$\psi_p(-x_p) = \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) N_A \frac{x_p^2}{2} + M_2 \quad (2.53)$$

elde edilir. Kalınlığı

$$x_m = x_p + x_n$$

olan fakirleşmiş bölge boyunca potansiyel,  $x_n$  ve  $-x_p$  deki potansiyellerin farkıdır. Böylece

$$\psi = \psi_n(x_n) - \psi_p(-x_p) = \left(\frac{q}{2\epsilon_0 \epsilon_r}\right) [N_D x_n^2 + N_A x_p^2]$$

elde edilir.  $x_p$  elimine edilirse, jonksiyon boyunca toplam gerilim

$$\psi = \left(\frac{q}{2\epsilon_0 \epsilon_r}\right) N_D x_n^2 \left[1 + \frac{N_D}{N_A}\right]$$

şeklini alır. Yine toplam fakirleşmiş bölge genişliği

$$x_m = x_n \left[ 1 + \frac{N_D}{N_A} \right]$$

olduğundan

$$\psi = \left( \frac{q}{2\epsilon_0\epsilon_r} \right) \frac{N_D}{1 + \frac{N_D}{N_A}} \cdot x_m^2 \quad (2.54)$$

şeklını alır. Elektrostatik potansiyel, V dışarıdan jonksiyona uygulanan gerilim ve  $\phi$  de potansiyel seddi olmak üzere

$$\psi = \phi - V$$

şeklinde dir. Bu bağıntılar biraraya getirilirse,  $x_m$  ile V gerilimi arasındaki ilişki bulunabilir. Bu ilişki

$$x_m = \left( \frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q} \right)^{1/2} \left( \frac{N_D + N_A}{N_A \cdot N_D} \right)^{1/2} \cdot (\phi - V)^{1/2} \quad (2.55)$$

şeklinde dir. Sert geçişli jonksiyon için bir çok durumda, özellikle tranzistorlarda, bir bölge diğerine oranla önemli ölçüde daha düşük bir özgül dirence sahip olur; dolayısıyla katkı yoğunlukları arasında büyük fark bulunur. Örneğin  $N_A \gg N_D$  olması halinde (2.55) bağıntısı

$$x_m = \left( \frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q \cdot N_D} \right)^{1/2} \cdot (\phi - V)^{1/2} \quad (2.56)$$

şeklinde basitleşir. Yine bu durumda  $x_n \gg x_p$  olduğundan  $x_m \approx x_n$  yazılabilir. Sert geçişli jonksiyon için  $x_m$  jonksiyon kalınlığını jonksiyona uygulanan V gerilimine bağlayan bu ifade, jonksiyon kapasitesini veren (2.44) bağıntısında yerine konursa

$$\left( \frac{C_j}{S} \right) = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{\left( \frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q} \right)^{1/2} \left( \frac{N_D + N_A}{N_A \cdot N_D} \right)^{1/2} \cdot (\phi - V)^{1/2}} \quad (2.57)$$

elde edilir. Bağıntı düzenlenirse

2.20

$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \left[ \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r q}{2 \frac{N_D + N_A}{N_A \cdot N_D} \phi} \right]^{1/2} \frac{1}{\left(1 - \frac{V}{\phi}\right)^{1/2}} \quad (2.58)$$

şeklini alır. Baştaki çarpan

$$\left(\frac{C_{j0}}{S}\right) = \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r q}{2 \frac{N_D + N_A}{N_A \cdot N_D} \phi} \right)^{1/2} \quad (2.59)$$

olarak tanımlanırsa, (2.58) bağıntısı

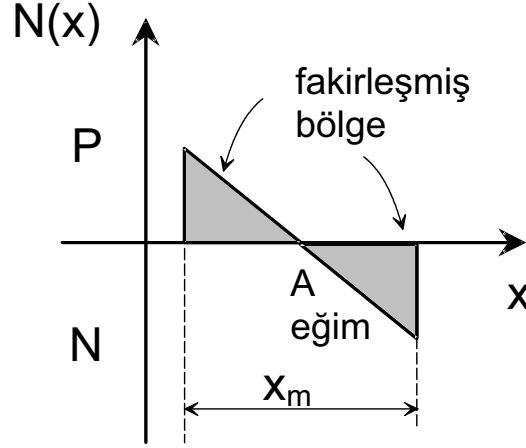
$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \frac{\left(\frac{C_{j0}}{S}\right)}{\left(1 - \frac{V}{\phi}\right)^{1/2}} \quad (2.60)$$

şeklinde yazılabilir.  $(C_{j0}/S)$  büyüklüğü,  $V=0$  durumuna karşı düşen birim yüzey kapasitesini verir.

### b) Lineer geçişli jonksiyon

Pratikte tranzistor yapılarında karşılaşılan başka bir jonksiyon tipi lineer geçişli jonksiyon olarak isimlendirilen jonksiyondur. Bu jonksiyonda yabancı atom yoğunluğu jonksiyon boyunca lineer olarak değişir. Söz konusu değişim Şekil-2.10 ile verilmiştir.

Lineer geçişli jonksiyonda Poisson denklemi jonksiyonun her iki tarafı için



Şekil-2.10. Lineer geçişli jonksiyon

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) \cdot A \cdot x \quad (2.61)$$

şeklini alır, burada A ile gösterilen büyüklük katkı atomu yoğunluğu olup, birimi metre başına atom yoğunluğudur. Daha önce incelenen sert geçişli jonksiyondakine benzer şekilde bu eşitliğin integrali alınabilir ve sınır şartları yerlerine konabilir. Bu yapılrırsa

$$\psi = \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}\right) A \frac{x_m^3}{12} \quad (2.62)$$

bulunur. Buradan hareketle, uygulanan gerilimle jonksiyon kalınlığı arasındaki ilişki bulunabilir:

$$x_m = \left(\frac{12 \cdot \epsilon_0 \epsilon_r}{qA}\right)^{1/3} \cdot (\phi - V)^{1/3} \quad (2.63)$$

Elde edilen  $x_m$  genişliği jonksiyon kapasitesini veren (2.44) bağıntısına götürülürse

$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\left(\frac{12 \epsilon_0 \epsilon_r}{q \cdot A}\right)^{1/3} \cdot (\phi - V)^{1/3}}$$

$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \left(\frac{\varepsilon_0^3 \varepsilon_r^3 \cdot q \cdot A}{12 \varepsilon_0 \varepsilon_r}\right)^{1/3} \frac{1}{(\phi - V)^{1/3}}$$

$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \left(\frac{\varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 \cdot q \cdot A}{12 \varepsilon_0 \varepsilon_r \phi}\right)^{1/3} \frac{1}{\left(1 - \frac{V}{\phi}\right)^{1/3}} \quad (2.64)$$

$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \frac{\left(\frac{C_{j0}}{S}\right)}{\left(1 - \frac{V}{\phi}\right)^{1/3}} \quad (2.65)$$

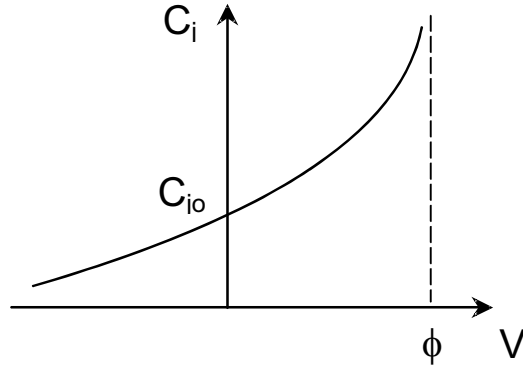
elde edilir. Burada

$$\left(\frac{C_{j0}}{S}\right) = \left(\frac{\varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 \cdot q \cdot A}{12 \varepsilon_0 \varepsilon_r \phi}\right)^{1/3} \quad (2.66)$$

jonksiyon kapasitesinin sıfır kutuplamadaki değeridir. Görüleceği gibi, kapasiteyi veren bağıntılar, (2.60) ve (2.65) bağıntıları aynı karakterdedirler. Dolayısıyla, bu bağıntıları genelleştirmek mümkündür. Bu durumda jonksiyon kapasitesi bağıntısı

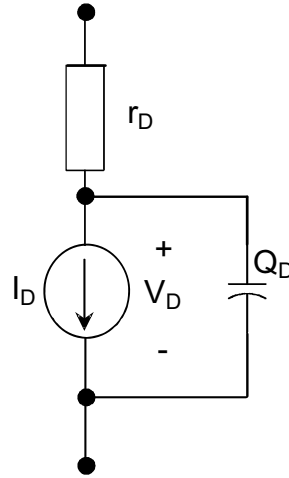
$$\left(\frac{C_j}{S}\right) = \frac{\left(\frac{C_{j0}}{S}\right)}{\left(1 - \frac{V}{\phi}\right)^m} \quad (2.67)$$

şeklinde genel bir ifade ile verilebilir.  $C_{j0}/S$ , her durumda sıfır kutuplamaya karşı düşen, birim yüzey başına kapasiteyi belirtmektedir ve ölçü yoluyla bulunabilir.  $m$  büyüklüğü ise jonksiyon kapasitesi gradyan faktörü olarak isimlendirilir. Pratikte karşılaşılan değerler  $0.33 < m < 0.5$  şeklinde olmaktadır. Verilen bağıntı bütün jonksiyon tipleri için geçerli olup, parametreleri ölçü sonucu belirlenebilen büyüklüklerdir. Bağıntıdaki  $(C_{j0}/S)$  büyüklüğü  $F/m^2$  boyutundadır. Bu bağıntı yardımıyla elde edilecek tipik  $C_j - C_j(V)$  eğrisi Şekil-2.11'de gösterilmiştir.

Şekil-2.11. Tipik  $C_j - C_j(V)$  eğrisi .

### 2.3. SPICE Diyot Modeli

Günümüzde yaygın olarak kullanılan SPICE simülasyon programında yer alan diyot modeli hem jonksiyonlu diyotlara, hem de Schottky diyotlarına uygulanabilir. SPICE diyot modeli Şekil-2.12’de görülmektedir.



Şekil-2.12. SPICE diyot modeli.

Bu modelde ohmik gövde dirençleri  $r_D$  lineer direnci ile temsil edilmektedir. Diyodun doğru akım karakteristikleri lineer olmayan  $I_D$  akım kaynağı tarafından belirlenir.  $I_D$  akım kaynağının akımı

$$I_D = I_S \cdot \left[ \exp(V_D / n \cdot V_T) - 1 \right] \quad (2.68)$$

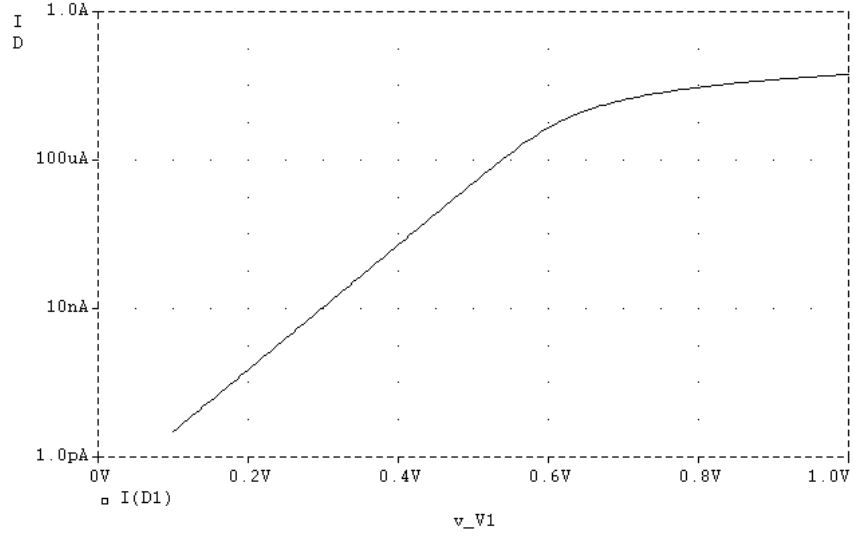
## 2.24

bağıntısı ile ifade edilmiştir. Modele ilişkin  $I_S$ ,  $r_D$  ve  $n$  parametreleri, diyodun ileri yönde kutuplama karakteristiklerinden hareketle belirlenebilir. Bu karakteristik logaritmik eksene çizilerek Şekil-2.13'de verilmiştir.

İdeal çalışma bölgesinde (grafığın 600 mV'un altında kalan kısmında) diyot karakteristiği

$$\log(I_D) = \log(I_S) + \frac{0.434.V_D}{n.V_T} \quad (2.69)$$

eşitliği ile verilmektedir. Elde edilen değişimin eğimi dekat başına 60 mV'dur.  $I_S$  doyma akımı, elde edilen doğrunun  $V_D = 0$  noktasına uzatılması ile bulunabilir.  $I_S$  doyma akımının deneysel olarak bulunabilmesi için, ideal çalışma bölgesinde (orta akımlar bölgesi) çeşitli  $I_D - V_D$  değerlerinin ölçü yoluyla saptanması gerekir.  $n$  emisyon katsayısı, ideal bölgede diyot karakteristiğinin eğiminden yararlanılarak bulunabilir. Çoğu durumda emisyon katsayısı 1 olmaktadır.



Şekil-2.13.  $\log(I_D)$ - $V_D$  değişimi. Eğri 1N914 diyodu için SPICE simülasyonu yardımıyla çizilmiştir.

Yüksek kutuplama seviyelerinde ohmik dirençlerin etkisi nedeniyle ideal değişime göre sapmalar ortaya çıkar. Bunun yanısıra,  $1/2V_T$  ile orantılı bir değişimle karşılaşılır. SPICE diyot modelinde, yüksek seviyeli enjeksiyon durumu temsil edilmemiştir. Bu iki olay, sadece,  $r_D$  lineer direncinin etkisi



## 2.25

ile modellenmektedir.  $r_D$  gövde direncinin değeri, belirli bir akım değerinde diyot geriliminin ideal üstel karakteristikten ne kadar saptığı belirlenerek bulunabilir. Pratikte,  $r_D$  nin değeri  $I_D$  akımının çeşitli değerlerinde belirlenir. Bunun nedeni,  $r_D$  değerlerinin diyot akımına bağımlılık göstermesidir. Bu değerlerin ortalaması alınarak  $r_D$  saptanır. Fiziksel diyot yapısı üzerindeki gerilim düşümü  $V_D'$  ile gösterilirse

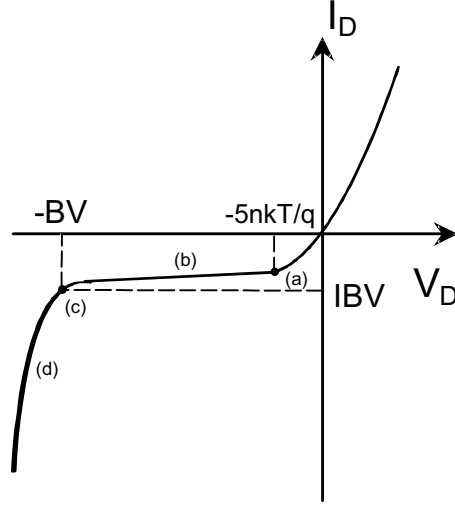
$$V_D' = r_D \cdot I_D + V_D \quad (2.70)$$

elde edilir.

Tıkama yönünde büyük gerilimle kutuplanma halinde ortaya çıkan belverme olayı, SPICE diyot modelinde ters yön karakteristiği dört bölgeye ayrılarak temsil edilmektedir.

$$I_D = \begin{cases} I_S \cdot \left[ \exp\left(\frac{V_D}{n \cdot V_T}\right) - 1 \right] + V_D \cdot GMIN & -5n \cdot V_T \leq V_D \leq 0 \\ -I_S + V_D \cdot GMIN & -BV \leq V_D \leq -5n \cdot V_T \\ -IBV & V_D = -BV \\ I_S \cdot \left[ \exp\left(-\frac{BV + V_D}{V_T}\right) - 1 + \frac{BV}{V_T} \right] & V_D < -BV \end{cases} \quad (2.71)$$

Buna ilişkin karakteristik Şekil-2.14'de verilmiştir. Şekilden fark edilebileceği gibi, a, b, c ve d bölgeleri farklı analitik bağıntılarla verilmişlerdir.  $V_D$  diyot geriliminin bu bölgedeki değerleri için ıraksama olabilir ve yakınsama problemleriyle karşılaşılabilir. Ters yön için kullanılan IBV ve BV parametrelerinin değerleri, belverme noktasının karakterize edilmesi açısından büyük önem taşımaktadır.



Şekil-2.14. Tıkama yönü karakteristiği.

Eşdeğer devredeki  $Q_D$  yükü, diyottaki yük birikimi olaylarını temsil etmektedir. SPICE modelinde bu büyüklük

$$Q_D = \begin{cases} \tau_t \cdot I_D + C_{j0} \cdot \int_0^{V_D} \left(1 - \frac{V}{\phi_0}\right)^{-m} dv & V_D \leq FC \cdot \phi_0 \\ \tau_t \cdot I_D + C_{j0} \cdot F_1 + \frac{C_{j0}}{F_2} \int_{FC \cdot \phi_0}^{V_D} \left(F_3 + \frac{m \cdot V}{\phi_0}\right) dv & V_D \geq FC \cdot \phi_0 \end{cases} \quad (2.72)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Bu bağıntılar kapasite-gerilim ilişkisi şeklinde de yazılabilir:

$$C_D = \begin{cases} \tau_t \cdot \frac{dI_D}{dV_D} + C_{j0} \cdot \left(1 - \frac{V_D}{\phi_0}\right)^{-m} & V_D \leq FC \cdot \phi_0 \\ \tau_t \cdot \frac{dI_D}{dV_{D1}} + \frac{C_{j0}}{F_2} \left(F_3 + \frac{m \cdot V_D}{\phi_0}\right) & V_D \geq FC \cdot \phi_0 \end{cases} \quad (2.73)$$

$\tau_t$  büyüklüğü geçiş süresi olarak isimlendirilir ve difüzyon kapasitesini modelleyen bir parametredir.  $Q_D$  yük elemanı ile SPICE'da iki ayrı yük birikimi olayı modellenmektedir.

Jonksiyonun fakirleşmiş bölgesindeki yük birikimi  $C_{j0}$ ,  $\phi_0$  ve  $m$  parametreleri ile temsil edilmektedir. Difüzyon kapasitesi  $iset_1$  geçiş süresi ile belirlenmektedir.

(2.72) ve (2.73) bağıntılarında yer alan  $F_1$ ,  $F_2$  ve  $F_3$  büyüklükleri SPICE sabitleridir ve aşağıdaki biçimde tanımlanırlar:

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{\phi_0}{1-m} [1 - (1-FC)^{1-m}] \\ F_2 &= (1-FC)^{1+m} \\ F_3 &= 1-FC.(1+m) \end{aligned} \quad (2.74)$$

FC büyüklüğü, jonksiyonun ileri yönde kutuplanması, yani  $V_D > FC \times \phi_0$  olması durumunda kapasitenin nasıl hesaplanacağını belirleyen bir büyüklüktür ve fiziksel bir anlam taşımamaktadır. Programda *default value* olarak  $FC = 0.5$  alınmıştır ve bu noktadan itibaren kapasite-gerilim bağıntısı lineer bir değişime dönüşmektedir.

## KAYNAKLAR

- [1] L.W. Nagel, SPICE 2: Program to Simulate Semiconductor Circuits, Rep.No.ERL-M520, University of California, Berkeley, 1975.
- [2] I.E. Getreu, Modeling The Bipolar Transistor, Tektronix, Ýnc., Beaverton, Oregon, 1984.
- [3] R.L. Pritchard, Electrical Characteristics of Transistors, Mc Graw-Hill, 1967.
- [4] A. Möschwitz, K. Lunze, Halbleiterelektronik, 7. bearbeitete Auflage, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1987.
- [5] P. Antognetti, G. Massobrio, Semiconductor Device Modeling with SPICE, Mc Graw-Hill, New York, 1988.
- [6] D. Leblebici, Elektronik Elemanları (Ders Notu), İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesi, Ofset Baskı Atölyesi, 1993.
- [7] M.S.Türköz, Elektronik Devreleri, Sistem Yayıncılık, İstanbul, 1995.