

ĐHBK Tp HCM-Khoa Đ-ĐT
BMĐT
GVPT: Hồ Trung Mỹ
Môn học: Dụng cụ bán dẫn

Chương 4

Chuyển tiếp PN (PN Junction)

1

Nội dung chương 4

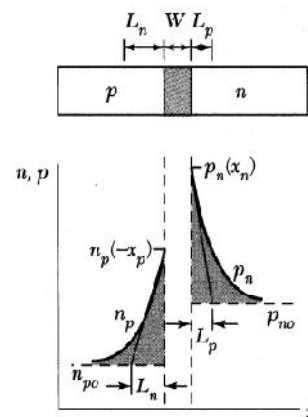
1. Chuyển tiếp PN – Giới thiệu các khái niệm
2. Điều kiện cân bằng nhiệt
3. Miền nghèo
4. Điện dung miền nghèo
5. Đặc tuyến dòng-áp
6. Các mô hình của diode bán dẫn
7. Điện tích chứa và quá trình quá độ
8. Đánh thủng chuyển tiếp
9. Chuyển tiếp dị thể (Heterojunction)
10. Các loại diode bán dẫn
11. Giới thiệu các ứng dụng của diode bán dẫn

2

4.7 Điện tích chứa và quá trình quá độ

3

- Ở phân cực thuận, điện tử được bơm từ miền N vào miền P và lỗ được bơm vào từ miền P vào miền N. Khi đi qua chuyển tiếp, hạt dẫn thiểu số tái hợp với hạt dẫn đa số và suy giảm theo hàm mũ với khoảng cách đi được
- Những đóng góp của các hạt dẫn thiểu số này dẫn đến có dòng điện và tích trữ điện tích trong chuyển tiếp P-N.
- Ta xét điện tích được tích trữ này, hiệu ứng của nó lên điện dung tiếp xúc, và ứng xử quá độ của chuyển tiếp P-N do những thay đổi đột ngột ở phân cực.



4

4.7.1 Tích trữ hạt dẫn thiểu số (Minority-Carrier Storage)

- Điện tích của những hạt dẫn thiểu số được bơm vào trên đơn vị diện tích được chứa trong miền N trung hòa có thể được tìm bằng cách lấy tích phân những lỗ thừa trong miền trung hòa (phần hình vẽ có tô đen), dùng phương trình 51:

$$\begin{aligned} Q_p &= q \int_{x_n}^{\infty} (p_n - p_{no}) dx, \\ &= q \int_{x_n}^{\infty} p_{no} (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p} dx, \\ &= qL_p p_{no} (e^{qV/kT} - 1). \end{aligned} \quad (75)$$

Chú thích:

$$p_n - p_{no} = p_{no} (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-x_n)/L_p}, \quad (51)$$

where L_p , which is equal to $\sqrt{D_p \tau_p}$, is the diffusion length of holes (minority carriers) in the n -region. At $x = x_n$,

$$J_p(x_n) = -qD_p \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x_n} = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1). \quad (52) \quad 5$$

- Ta cũng có biểu thức tương tự cho những điện tử được tích trữ trong miền P trung hòa. Số hạt dẫn thiểu số tích trữ được phụ thuộc vào cả chiều dài khuếch tán L và mật độ điện tích ở cạnh (biên) miền nghèo. Ta có thể biểu diễn điện tích chứa theo dòng bơm vào. Từ các phương trình 52 và 75, ta có

$$Q_p = \frac{L_p^2}{D_p} J_p(x_n) = \tau_p J_p(x_n) \quad (76)$$

- Phương trình trên phát biểu rằng lượng điện tích chứa là tích số của dòng điện và thời gian sống của hạt dẫn thiểu số. Có điều này là do lỗ (được bơm vào) lại khuếch tán nữa vào miền N trước khi tái hợp nếu thời gian sống của chúng dài hơn, như vậy có nhiều lỗ được tích trữ hơn.

4.7.2 Điện dung khuếch tán

- Điện dung miền nghèo được xét trước đây thì dùng cho điện dung chuyển tiếp khi nó được phân cực ngược.
- Khi chuyển tiếp được phân cực thuận, có thêm đóng góp đáng kể vào điện dung chuyển tiếp từ sự sắp xếp lại của điện tích chứa trong các miền trung hòa. Đó chính là **điện dung khuếch tán C_d** , có được từ diode thật khi hạt dẫn thiểu số di chuyển qua miền trung hòa do khuếch tán.
- Điện dung khuếch tán của lổ được tích trữ trong miền N trung hòa có được bằng cách áp dụng định nghĩa $C_d = AdQ_p/dV$ vào phương trình 75

$$C_d = \frac{Aq^2 L_p p_{n0}}{kT} e^{qV/kT}, \quad = I\tau_p/V_T = G\tau_p \quad (77)$$

với A là diện tích mặt cắt ngang của dụng cụ, τ_p là thời gian sống của hạt dẫn thiểu số, và G là điện dẫn của chuyển tiếp. Ta có thể thêm đóng góp C_d do điện tử chứa trong trường hợp đáng kể đến.

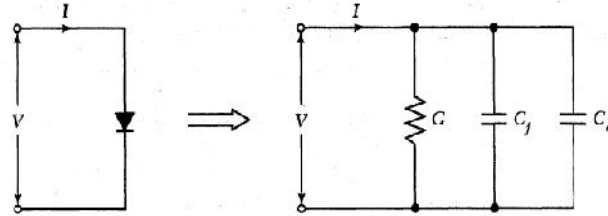
- Với chuyển tiếp p⁺-n ($n_{p0} \ll p_{n0}$), đóng góp C_d của điện tử chứa trở nên không đáng kể. Khi phân cực ngược (nghĩa là V âm), phương trình 77 cho thấy C_d vì sự tích trữ hạt dẫn thiểu số có thể bỏ qua được.
- Trong nhiều ứng dụng, ta thường biểu diễn chuyển tiếp P-N bằng tương đương. Ngoài điện dung khuếch tán C_d và điện dung miền nghèo C_j , ta phải kể đến dòng điện đi qua dụng cụ. Với diode lý tưởng, độ dẫn điện có được từ phương trình 55:

$$G = \frac{AdI}{dV} = \frac{qA}{kT} J_s e^{qV/kT} = \frac{qA}{kT} (J + J_s) \cong \frac{qI}{kT} = I/V_T \quad (78)$$

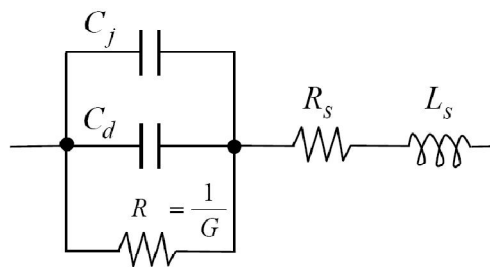
Chú thích:

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) = J_s(e^{qV/kT} - 1), \quad (55)$$

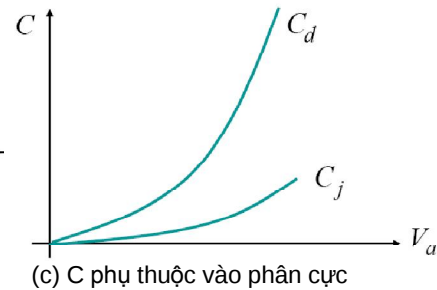
Mạch tương đương tín hiệu nhỏ của diode



(a) Mô hình chưa kể đến R_S và L_S



(b) Mô hình kể đến R_S (điện trở khối) và L_S (điện cảm dây dẫn)



(c) C phụ thuộc vào phân cực

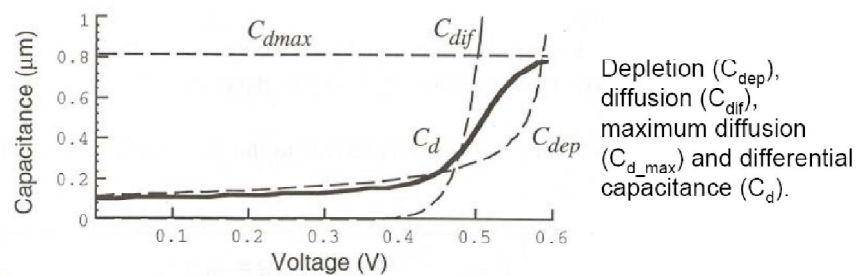
9

Differential capacitance

The differential capacitance of a pn junction can now be described in the form

$$C_d = \frac{1}{1/(C_{dep} + C_{dif}) + 1/C_{d_max}} \quad \text{Differential capacitance}$$

The differential capacitance of a diode is given in the graph.



10

Differential capacitance

- The maximum of the differential capacitance is observed under forward bias conditions. Under reverse bias conditions the differential capacitance is determined by the depletion capacitance, which is more or less constant.
- Under forward bias the depletion capacitance gets larger, because the width of the depletion region is reduced, so that the differential capacitance is increased. The diffusion capacitance is zero for reverse bias. Only under forward bias the diffusion capacitance contributes to the differential capacitance. The diffusion capacitance increases as the minority carrier concentration increases in the neutral regions.
- The differential capacitance of the diode is limited by a maximum diffusion capacitance. The maximum diffusion capacitance is determined the Debye length for the electrons and holes. The Debye length defines a lower limit for the width of the depletion region.

11

AC-Analysis

(a) Diffusion capacitance and small-signal equivalent circuit

- This is capacitance related to the change of the minority carriers. It is important (even becomes dominant) under forward bias conditions.
- The diffusion capacitance is obtained from the device impedance, and using the continuity equation for minority carriers:

$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = D_p \frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p}$$

- Applied voltages, currents and solution for Δp_n :

$$\begin{aligned} V(t) &= V_0 + V_1 e^{i\omega t}, \quad V_1 \ll V_0 \\ J(t) &= J_0 + J_1 e^{i\omega t}, \quad J_1 \ll J_0 \end{aligned} \quad \longrightarrow \quad p_n(x, t) = p_{ns}(x) + p_{n1}(x) e^{i\omega t}$$

12

- Equation for $p_{n1}(x)$:

$$\frac{d^2 p_{n1}}{dx^2} - \frac{1+i\omega\tau_p}{D_p} p_{n1}(x) = 0 \rightarrow \frac{d^2 p_{n1}}{dx^2} - \frac{p_{n1}(x)}{L_p^2} = 0$$

- Boundary conditions:

$$p_n(\infty, t) = p_{n0} \rightarrow p_{n1}(\infty) = 0$$

$$p_n(0, t) = p_{n0} \exp\left(\frac{V_0 + V_1 e^{i\omega t}}{V_T}\right) \rightarrow p_{n1}(0) = \frac{p_{n0} V_1}{V_T} \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right)$$

- Final expression for $p_{n1}(x)$:

$$p_{n1}(x, t) = \frac{p_{n0} V_1}{V_T} \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

13

- Small-signal hole current:

$$I_1 = -AqD_p \left. \frac{dp_{n1}}{dx} \right|_{x=0} = \frac{AqD_p p_{n0} V_1}{L_p V_T} \sqrt{1+i\omega\tau_p} \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) = YV_1$$

- Low-frequency limit for the admittance Y :

$$Y = \frac{AqD_p p_{n0}}{L_p V_T} \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) \left(1 + \frac{1}{2} i\omega\tau_p\right) = G_d + i\omega C_{dif}$$

$$G_d = \frac{AqD_p p_{n0}}{L_p V_T} \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) = \frac{I_s e^{V_0/V_T}}{V_T} = \frac{I}{V_T} = \frac{dI}{dV}, \quad I \rightarrow \text{Forward current}$$

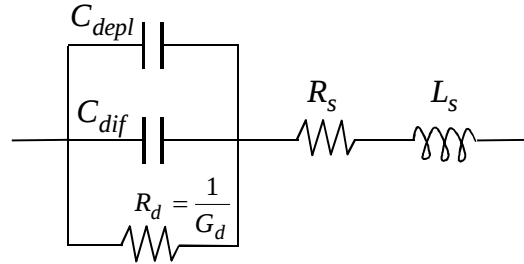
$$C_{dif} = \frac{1}{2} \frac{AqD_p p_{n0}}{L_p V_T} \tau_p \exp\left(\frac{V_0}{V_T}\right) = \frac{1}{2} \frac{I}{V_T} \tau_p$$

- RC-constant:

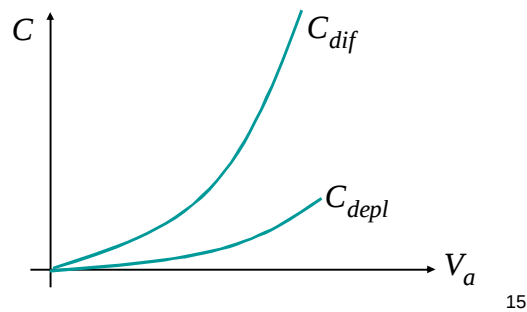
$$R_d C_{dif} = \frac{\tau_p}{2} \rightarrow \text{The characteristic time constant is on the order of the minority carriers lifetime.}$$

14

- Equivalent circuit model for forward bias:



- Bias dependence:



15

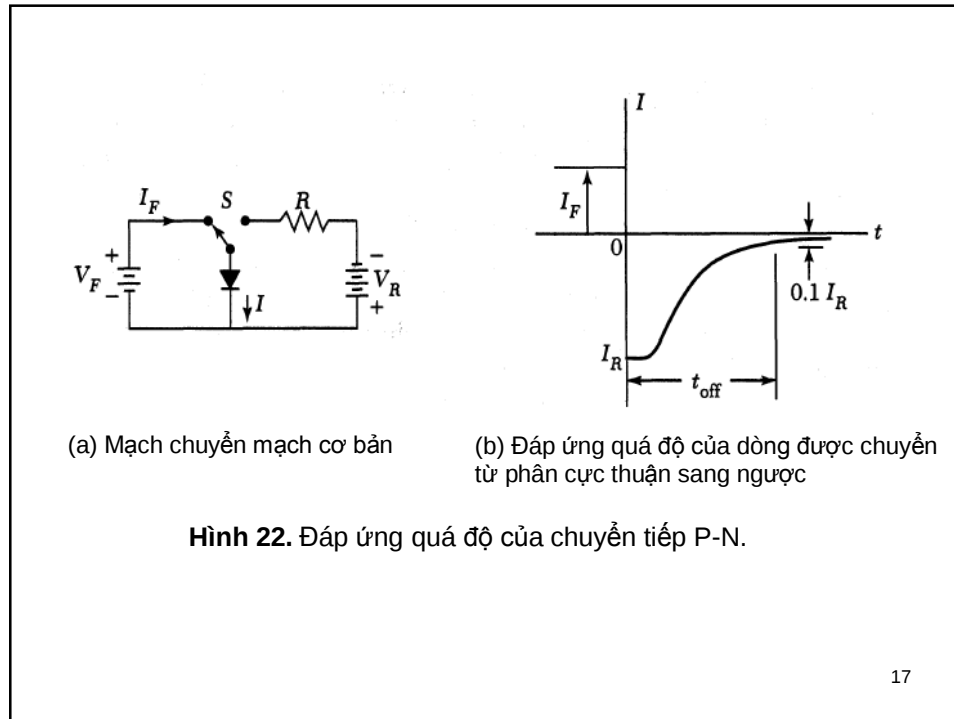
4.7.3 Đáp ứng quá độ

- Với các áp dụng chuyển mạch, chuyển đổi từ phân cực thuận sang ngược gần như là đột ngột và thời gian quá độ ngắn. Hình 22a cho thấy mạch đơn giản với dòng thuận I_F chạy qua chuyển tiếp P-N.
- Tại thời điểm $t=0$, công tắc S đột ngột được chuyển sang phải và dòng ngược ban đầu $I_R \approx V/R$ chạy qua. Thời gian quá độ t_{off} được vẽ ở hình 22b, là thời gian cần cho dòng điện đạt đến 10% của dòng ngược ban đầu I_R .
- Thời gian quá độ có thể được ước lượng như sau. Trong điều kiện phân cực thuận, hạt dẫn thiểu số chứa trong miền N với chuyển tiếp p+-n được cho bởi phương trình 76:

$$Q_p = \tau_p J_p = \tau_p \frac{I_F}{A}, \quad (79)$$

với I_F là dòng thuận và A là tiết diện ngang của dụng cụ.

16



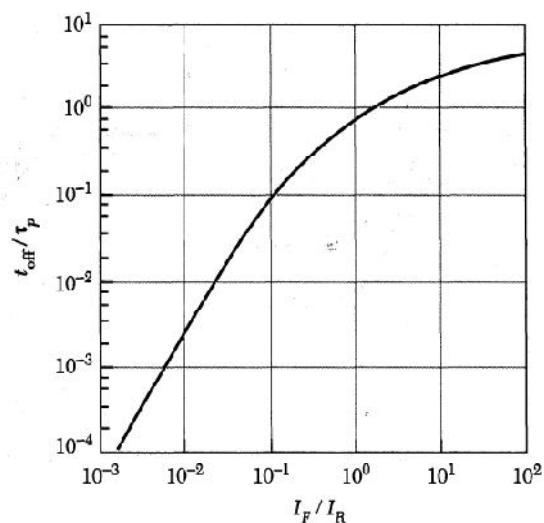
17

- Nếu dòng trung bình chạy trong lúc diode tắt là $I_{R,ave}$, thời gian tắt là thời gian cần để lấy đi tổng điện tích chứa Q_p :

$$t_{off} \equiv \frac{Q_p A}{I_{R,ave}} = \tau_p \left(\frac{I_F}{I_{R,ave}} \right). \quad (80)$$

- Như vậy thời gian tắt phụ thuộc vào cả tỉ số của dòng thuận trên ngược và thời gian sống của hạt dẫn thiểu số τ_p (xem hình 23).
- Với các dụng cụ chuyển mạch nhanh, ta phải giảm thời gian sống của hạt dẫn thiểu số. Do đó, các trung tâm tái hợp-sinh có những mức năng lượng gần giữa dải cấm, như người ta thường thêm vàng vào Silicon.

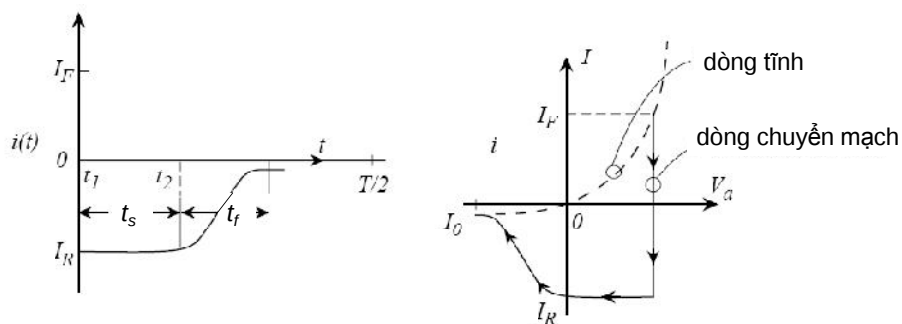
18



Hình 23. Thời gian quá độ được chuẩn hóa theo tỉ số dòng thuận I_F trên dòng ngược I_R .

19

Phân tích thời gian tắt t_{off}



- t_{off} còn được gọi là **thời gian hồi phục ngược** (reverse recovering time) t_r hay t_{rr} .
- $t_r = t_s + t_f$
- Tại $t \leq 0$; $I_1 = I_F$
- Trong khoảng $t_1 < t < t_2$: $I_2 = I_R = -V_R/R$

20

Thời gian tích trữ điện tích t_s

Với chuyển tiếp p⁺-n, dùng phương trình liên tục, ta có

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p}{\tau_p}$$

Nhân $qAdx$ ở cả 2 bên của phương trình trên, ta có

$$qAD_p \left[\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=W_n} - \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} \right] = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{W_n} qAp_{n0} dx + \frac{1}{\tau_p} \int_0^{W_n} qAp_{n0} dx$$

Hoặc
$$A \left[J_p(0) - J_p(W_n) \right] = \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p}$$

Nếu $W_n \gg L_p$, $J_p(W_n) \approx 0$

Do đó:

$$AJ_p(0) = \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p}$$

21

$t < 0$: Ở trạng thái xác lập $I = I_1$, $\partial Q_p / \partial t = 0$

Do đó:
$$I_1 = \frac{Q_p}{\tau_p}$$

$0 < t < t_s$:
$$i = -I_2 = AJ_p(0) = \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p}$$

Giải phương trình vi phân trên, ta có nghiệm:

$$Q_p(t) = -\tau_p I_2 + C \exp(-t/\tau_p)$$

Bởi vì tại $t = 0$, $Q_p(0) = \tau_p I_1 \Rightarrow C = \tau_p(I_1 + I_2)$

$$\Rightarrow Q_p(t) = -\tau_p I_2 + \tau_p(I_1 + I_2) \exp(-t/\tau_p)$$

$$t_s = \tau_p \ln(1 + I_1/I_2).$$

NX: Thời gian tích trữ điện tích t_s phụ thuộc vào:

- thời gian sống của hạt dẫn thiểu số;
- dòng điện thuận bơm vào I_1 ;
- dòng điện ngược rút ra I_2

22

Thời gian hồi phục ngược t_r (reverse recovering time)

Định nghĩa: $t_r = t_s + t_f$

với t_f là thời gian xuống (fall time)

Với chuyển tiếp p⁺-n:

Khi $W_n \gg L_p$

$$t_s + t_f \approx \frac{\tau_p}{2} \left(\frac{I_2}{I_1} \right)^{-1}$$

Khi $W_n \ll L_p$

$$t_s + t_f \approx \frac{W_n}{2D_p} \left(\frac{I_2}{I_1} \right)^{-1}$$

23

(b) Diode switching

- For switching applications, the transition from forward bias to reverse bias must be nearly abrupt and the transit time short.
- Diode turn-on and turn-off characteristics can be obtained from the solution of the continuity equations:

$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot J_p - R_p \xrightarrow{1D} -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p}$$

$$\downarrow$$

$$\frac{dQ_p}{dt} = I_p(t) - \frac{Q_p}{\tau_p} \rightarrow I(t) \approx I_p(t) = \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p}$$

$Q_p(t)$ = excess hole charge

Valid for p⁺n diode

24

Diode turn-on:

- For $t < 0$, the switch is open, and the excess hole charge is:

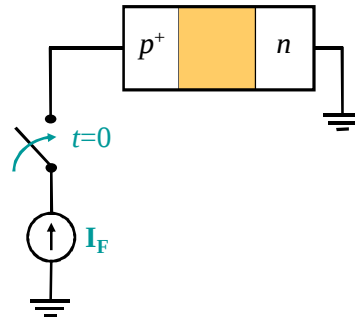
$$Q_p(t < 0) = Q_p(0^-) = 0$$

- At $t=0$, the switch closes, and we have the following boundary condition:

$$Q_p(0^-) = Q_p(0^+) = 0$$

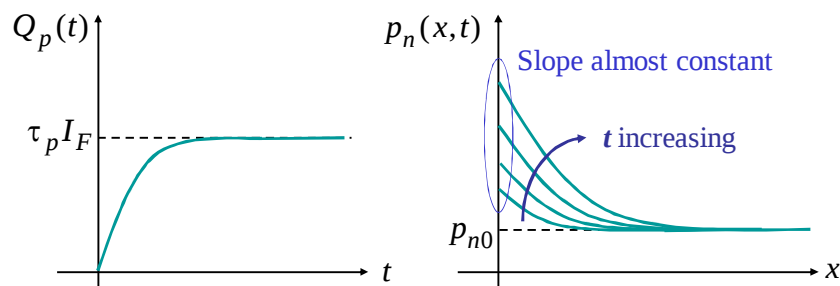
- Final expression for the excess hole charge:

$$Q_p(t) = A + Be^{-t/\tau_p} = \tau_p I_F \left[1 - e^{-t/\tau_p} \right]$$



25

- Graphical representation:



- Steady state value for the bias across the diode:

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{V_a/V_T} - 1 \right) e^{-x/L_p} \rightarrow Q_p = A q p_{n0} L_p \left(e^{V_a/V_T} - 1 \right)$$

$$\downarrow$$

$$V_a = V_T \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_S} \right)$$

26

Diode turn-off:

- For $t < 0$, the switch is in position 1, and a steady-state situation is established:

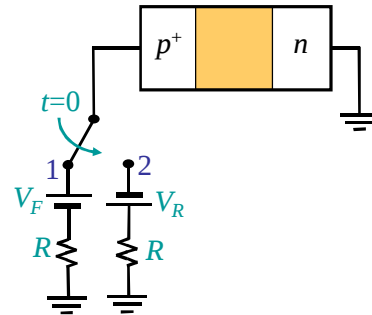
$$I_F \approx \frac{V_F}{R}$$

- At $t = 0$, the switch is moved to position 2, and up until time $t = t_1$ we have:

$$p_n(0, t) \geq p_{n0} \rightarrow V_a \geq 0$$

- The current through the diode until time t_1 is:

$$I_R \approx -\frac{V_R}{R}$$



27

- To solve exactly this problem and find diode switching time, is a rather difficult task. To simplify the problem, we make the crucial assumption that I_R remains constant even beyond t_1 .
- The differential equation to be solved and the initial condition are, thus, of the form:

$$-I_R = \frac{dQ_p}{dt} + \frac{Q_p}{\tau_p}, \quad Q_p(0^-) = Q_p(0^+) = \tau_p I_F$$

- This gives the following final solution:

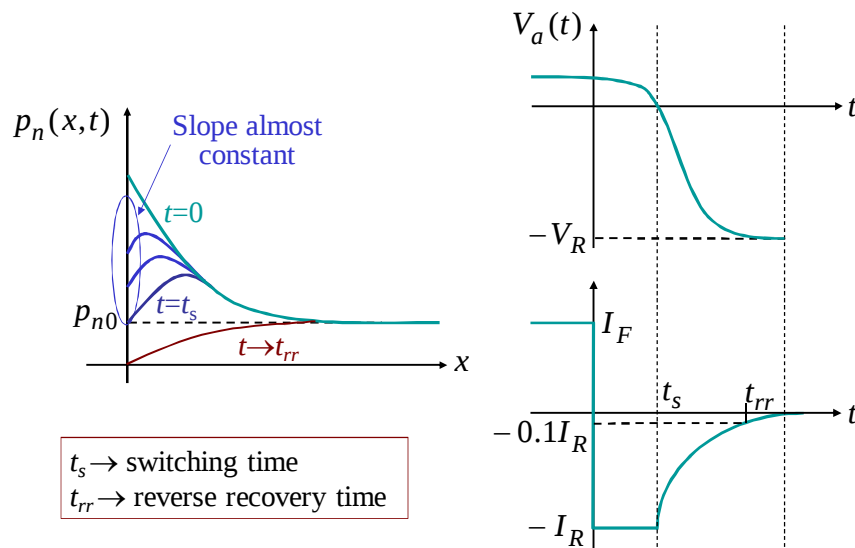
$$Q_p(t) = -\tau_p I_R + \tau_p (I_F + I_R) e^{-t/\tau_p}$$

- Diode switching time:

$$Q_p(t_{rr}) = 0 \rightarrow t_{rr} = \tau_p \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right)$$

28

- Graphical representation:



29

4.8 Đánh thủng chuyển tiếp PN

30

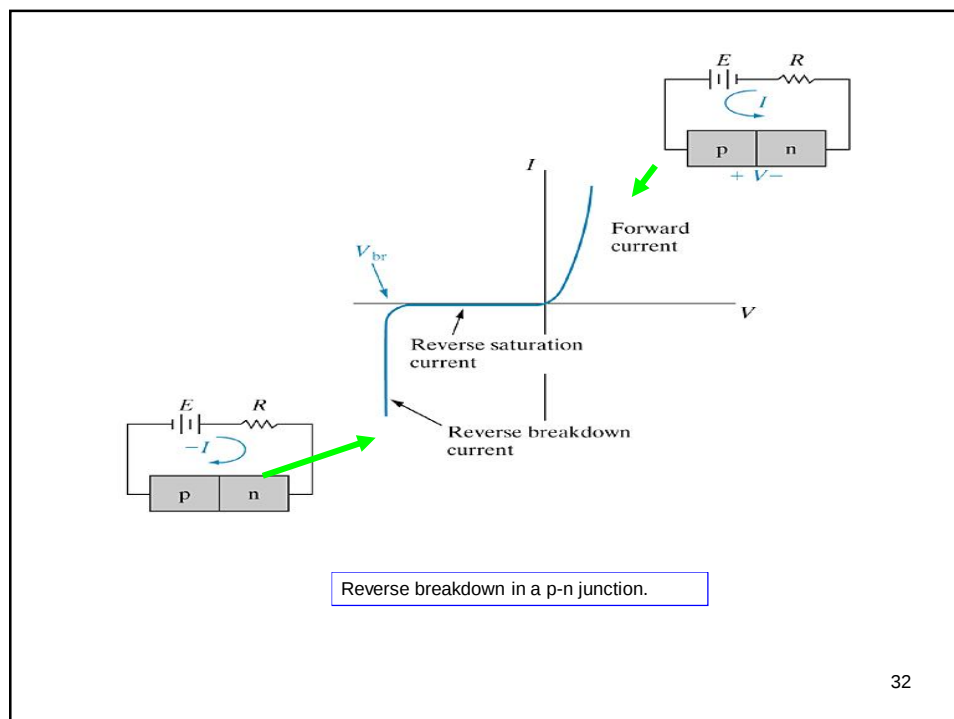
Đánh thủng ở phân cực ngược

Chuyển tiếp PN khi bị phân cực ngược cho **dòng bão hòa ngược gần như ít phụ thuộc áp ngược**, điều này chỉ đúng cho đến khi phân cực ngược đạt đến tới hạn, khi đó có **đánh thủng (breakdown)** xảy ra. Ở điện áp tới hạn này V_{BR} , dòng ngược qua diode tăng nhanh, có dòng tương đối lớn chạy qua chuyển tiếp với **sụt áp gần như không đổi**.

Đánh thủng ngược do 2 cơ chế, mà mỗi cơ chế cần điện trường tới hạn trong miền chuyển tiếp.

- **Đánh thủng Zener:** hoạt động ở điện áp thấp (vài Volts)
- **Đánh thủng thác lũ:** hoạt động với điện áp cao hơn (vài Volts đến hàng chục ngàn Volts)

31



32

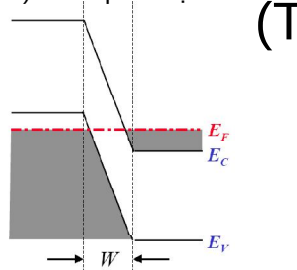
Đánh thủng chuyển tiếp

- Hiệu ứng xuyên hầm (Tunneling effect)
- Nhân thác lũ (Avalanche multiplication)
 - Đặt giới hạn cao ở phân cực ngược với hầu hết diode
 - Giới hạn điện áp collector của BJT
 - Giới hạn điện áp drain của MOSFET
 - Có thể tạo công suất vi-ba (microwave), như trong diode IMPATT
 - Phát hiện tín hiệu quang như trong diode quang thác lũ (avalanche photodetector)

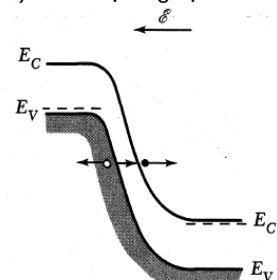
33

Hiệu ứng đường hầm (Tunnel effect)

a) Chưa phân cực:



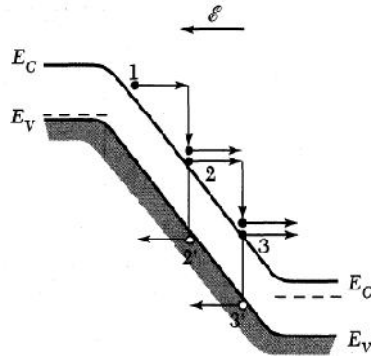
b) Phân cực ngược:



- Điện trường cao (reverse direction)
 - Di chuyển của điện tử hóa trị từ dải hóa trị sang dải dẫn (xuyên hầm = **tunneling**)
 - Xảy ra chỉ khi điện trường **rất cao**
 - Si, GaAs trên 10^6V/cm
 - Pha tạp chất cao, trên $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
 - **Hệ số nhiệt âm** ($\text{TCV}_{\text{BR}} < 0$)
 - Điện áp đánh thủng
 - Nhỏ hơn $4E_g/q$
 - Với thác lũ: lớn hơn $6E_g/q$
 - Giữa 4 và $6E_g/q$, trộn cả hai thác lũ và đường hầm

34

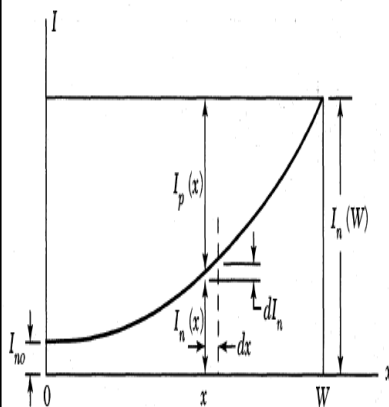
Nhân thác lũ (Avalanche multiplication)



- Với tạp chất pha vào $N_D \leq 10^{17} \text{cm}^{-3}$ dưới phân cực ngược
- Điện tử sinh ra do nhiệt trong miền nghèo có được động năng từ điện trường
 - Nếu độ lợi này đủ động năng
 - Khi va chạm với 1 nguyên tử
 - Phá vỡ các liên kết mạng tinh thể
 - Tạo ra cặp điện tử-lỗ
- Điện tử và lỗ mới được tạo có được động năng
 - Tạo thêm cặp điện tử-lỗ
 -
 - Nhân thác lũ
- Hệ số nhiệt dương** ($\text{TCV}_{\text{BR}} > 0$)

35

Điều kiện đánh thủng



Với α_n và α_p là tốc độ ion hóa của điện tử và lỗ:

Hệ số nhân: $M_n \equiv \frac{I_n(W)}{I_{n0}}$

Dòng điện tử tăng thêm ở x bằng số cặp điện tử-lỗ được sinh ra trong 1 giây trong khoảng đường dx .

$$d\left(\frac{I_n}{q}\right) = \left(\frac{I_n}{q}\right)(\alpha_n dx) + \left(\frac{I_p}{q}\right)(\alpha_p dx)$$

hoặc $\frac{dI_n}{dx} + (\alpha_p - \alpha_n)I_n = \alpha_p I$

Giả sử rằng: $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$

$$\frac{I_n(W) - I_n(0)}{I} = \int_0^W \alpha dx$$

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha dx$$

Điều kiện đánh thủng:

$$\int_0^W \alpha dx = 1.$$

36

Tốc độ ion hóa va chạm

P : Probability of having an ionizing collision with lattice

n_{in} : Electron number entering from p-side

$$n_{out} = n_{in} (1 + p + p^2 + p^3 + \dots)$$

Electron Multiplication (M_n) :

$$M_n = \frac{n_{out}}{n_{in}} = 1 + p + p^2 + p^3 + \dots = \frac{1}{1-p}$$

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{br}} \right)^n}$$

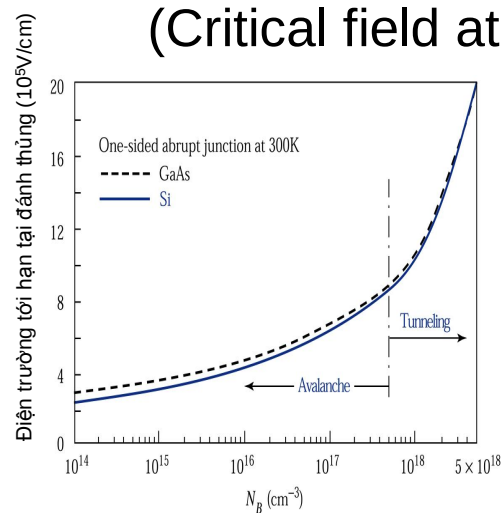
Carrier Multiplication factor (M):

$n = 3 \sim 6$

Empirical relation !

37

Điện trường tới hạn tại đánh thủng (Critical field at breakdown)



♦ Xuyên đường hầm chỉ xảy ra ở **pha tạp chất cao**

♦ Điện áp trong miền nghèo được xác định từ giải phương trình Poisson, chuyển tiếp bước 1 phía

$$V_B (\text{breakdown voltage}) = \frac{E_c W}{2} = \frac{E_c^2}{2q} (N_B)^{-1}$$

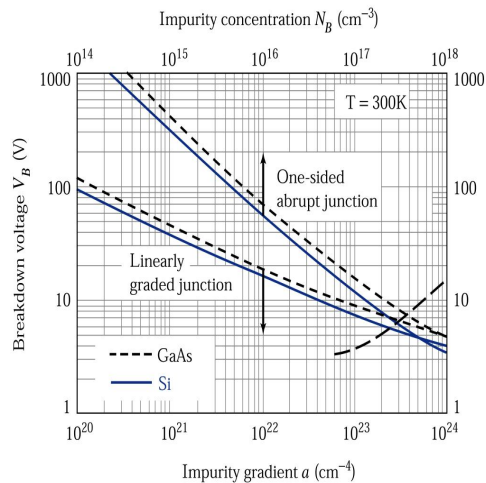
♦ Với chuyển tiếp biến đổi đều tuyến tính

$$V_B = \frac{2E_c W}{3} = \frac{4E_c^{3/2}}{3} \left(\frac{2\epsilon_s}{q} \right)^{1/2} (a)^{-1/2}$$

E_c : điện trường tới hạn (critical field)

38

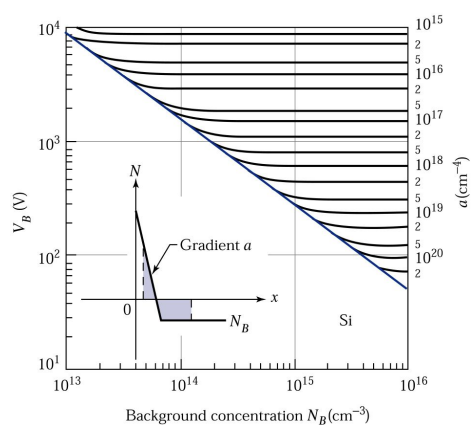
Điện áp đánh thủng thác lũ (Avalanche breakdown voltage)



- Đường đứt nét ở vùng pha tạp chất cao chỉ hiệu ứng xuyên hầm
- GaAs có điện áp đánh thủng cao hơn Si với cùng tạp chất N_B
 - Khe năng lượng lớn hơn
 - Cần điện trường lớn hơn
 - Điện áp đánh thủng cao hơn.

39

Breakdown voltage for the diffusion junction



- The breakdown voltage line between
 - Abrupt junction and linearly graded junction consideration
- For larger a and low N_B
 - V_B is given by the abrupt junction results
 - Shown on the bottom line
- For small a and high N_B
 - V_B is given by the linearly graded junction results
 - Indicates by the parallel lines

40

Example 8

Calculate the breakdown voltage for a Si one-sided p^+n abrupt junctions with $N_D = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

SOLUTION From Fig. 26, we see that the critical field at breakdown for a Si one-sided abrupt junction is about $5.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Then from Eq. 85, we obtain

$$\begin{aligned} V_B(\text{breakdown voltage}) &= \frac{\epsilon_c W}{2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_c^2}{2q} (N_B)^{-1}, \\ &= \frac{11.9 \times 8.85 \times 10^{-14} \times (5.7 \times 10^5)^2}{2 \times 1.6 \times 10^{-19}} (5 \times 10^{16})^{-1} \\ &= 21.4 \text{ V}. \end{aligned}$$

41

Breakdown Mechanisms

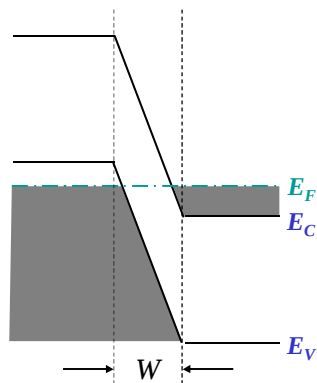
- Junction breakdown can be due to:
 - ❖ tunneling breakdown
 - ❖ avalanche breakdown
- One can determine which mechanism is responsible for the breakdown based on the value of the breakdown voltage V_{BD} :
 - ❖ $V_{BD} < 4E_g/q \rightarrow$ tunneling breakdown
 - ❖ $V_{BD} > 6E_g/q \rightarrow$ avalanche breakdown
 - ❖ $4E_g/q < V_{BD} < 6E_g/q \rightarrow$ both tunneling and avalanche mechanisms are responsible

42

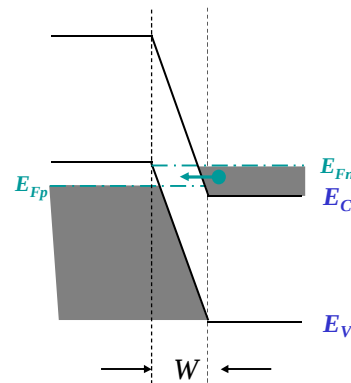
Tunneling breakdown:

- Tunneling breakdown occurs in heavily-doped pn -junctions in which the depletion region width W is about 10 nm.

Zero-bias band diagram:

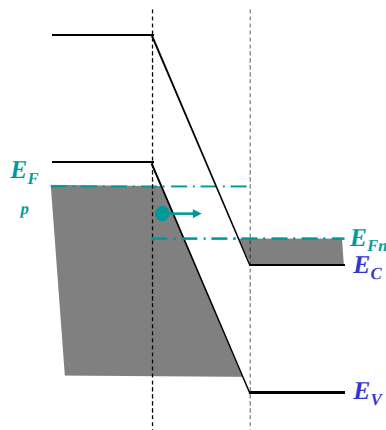


Forward-bias band diagram:



43

Reverse-bias band diagram:



- Tunneling current (obtained by using WKB approximation):

$$I_t = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 F_{cr} V A}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3\hbar q F_{cr}}\right)$$

$F_{cr} \rightarrow$ average electric field in the junction

- The critical voltage for tunneling breakdown, V_{BR} , is estimated from:

$$I_t(V_{BR}) \propto 10I_S$$

- With $T \uparrow$, $E_g \downarrow$ and $I_t \uparrow$.

44

Avalanche breakdown:

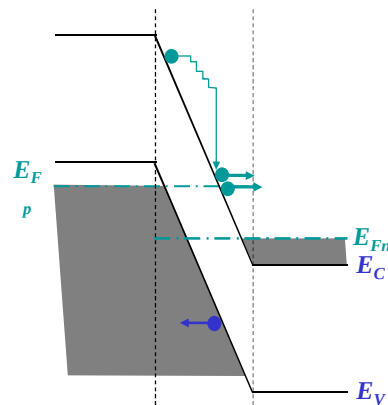
- Most important mechanism in junction breakdown, i.e. it imposes an upper limit on the reverse bias for most diodes.
- Impact ionization is characterized by **ionization rates** α_n and α_p , defined as probabilities for impact ionization per unit length, i.e. how many electron-hole pairs have been generated per particle per unit length:

$$\alpha_i \propto \exp\left(-\frac{E_i}{q\lambda F_{cr}}\right)$$

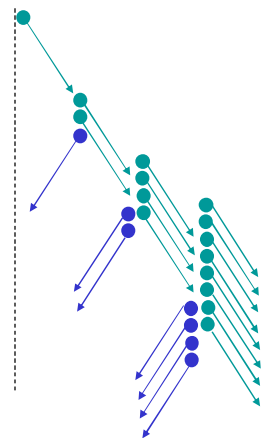
- $E_i \rightarrow$ critical energy for impact ionization to occur
- $F_{cr} \rightarrow$ critical electric field
- $\lambda \rightarrow$ mean-free path for carriers

45

Avalanche mechanism:



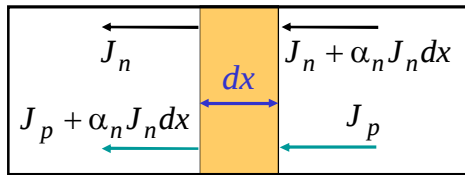
Generation of the excess electron-hole pairs is due to impact ionization.



Expanded view of the depletion region

46

- Description of the avalanche process:



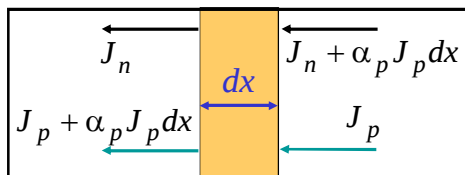
Impact ionization initiated by electrons.

$$\frac{dJ_n}{dx} > 0, \frac{dJ_p}{dx} < 0$$

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\frac{dJ_p}{dx}$$

$\Downarrow$

$$J = J_n + J_p = \text{const.}$$



Impact ionization initiated by holes.

Multiplication factors for electrons and holes:

$$M_n = \frac{J_n(W)}{J_n(0)}, \quad M_p = \frac{J_p(0)}{J_p(W)}$$

47

- Breakdown voltage $\rightarrow$ voltage for which the multiplication rates M_n and M_p become infinite. For this purpose, one needs to express M_n and M_p in terms of α_n and α_p :

$$\begin{cases} \frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \\ \frac{dJ_p}{dx} = -\alpha_n J_n - \alpha_p J_p \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} 1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha_n e^{-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'} dx \\ 1 - \frac{1}{M_p} = \int_0^W \alpha_p e^{-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'} dx \end{cases}$$



The breakdown condition does not depend on which type of carrier initiated the process.

48

- Limiting cases:

(a) $a_n = a_p$ (semiconductor with equal ionization rates):

$$\begin{cases} 1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha_n dx \rightarrow M_n = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n dx} \\ 1 - \frac{1}{M_p} = \int_0^W \alpha_p dx \rightarrow M_p = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_p dx} \end{cases}$$

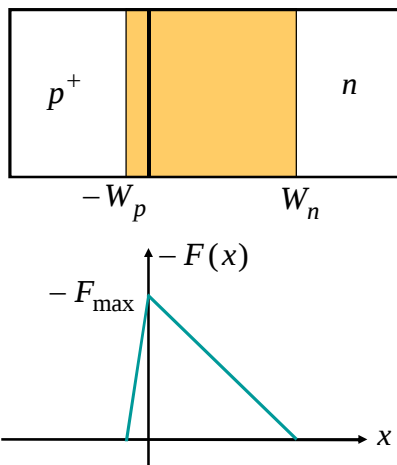
(b) $a_n \gg a_p$ (impact ionization dominated by one carrier):

$$M_n = e^{\int_0^W \alpha_n dx} \approx 1 + \int_0^W \alpha_n dx$$

49

Breakdown voltages:

(a) Step $p+n$ -junction



- For one sided junction we can make the following approximation:

$$W = W_n + W_p \approx W_n$$

- Voltage drop across the depletion region on the n -side:

$$V_n = \frac{1}{2} F_{\max} W_n \approx V_{BD} \approx \frac{1}{2} F_{\max} W$$

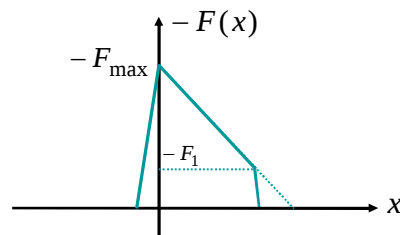
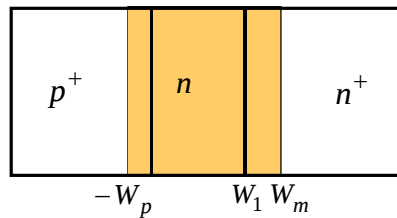
- Maximum electric field:

$$F_{\max} = \frac{qN_D W}{k_s \epsilon_0} \rightarrow V_{BD} = \frac{k_s \epsilon_0}{2qN_D} F_{\max}^2$$

- Empirical expression for the breakdown voltage V_{BD} :

$$V_{BD} \approx 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left(\frac{N_D}{10^{16}} \right) \left[\frac{kV}{cm} \right]$$

50

(b) Step p^+-n-n^+ junction

- Extension of the n -layer large:

$$V_{BD} = \frac{1}{2} F_{\max} W_m$$

- Extension of the n -layer small:

$$V_P = \frac{1}{2} F_{\max} W_m - \frac{1}{2} F_1 (W_m - W_1)$$

- Final expression for the punch-through voltage V_P :

$$V_P = V_{BD} \frac{W_1}{W_m} \left(2 - \frac{W_1}{W_m} \right)$$

51

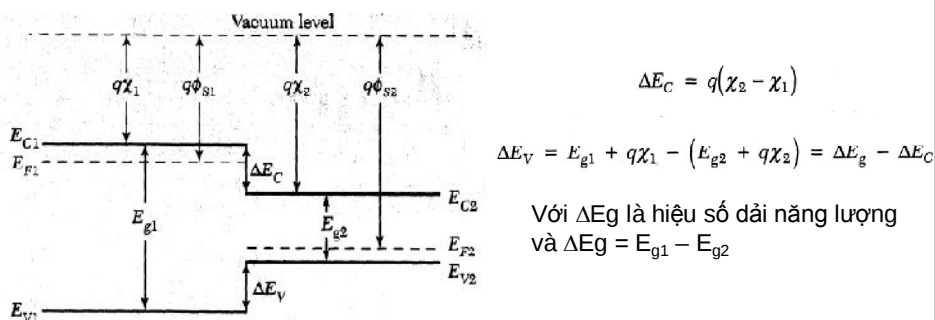
4.9 Chuyển tiếp dị thể (Heterojunction)

52

Chuyển tiếp dị thể

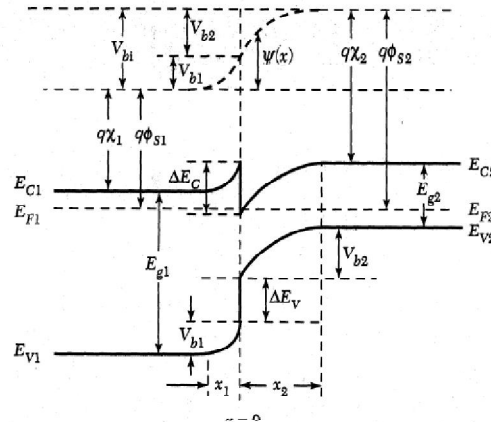
- Cho đến bây giờ, chúng ta đã bàn về hoạt động của những chuyển tiếp đồng thể (homo junctions). Một chuyển tiếp PN là chuyển tiếp đồng thể nếu có cùng khe năng lượng cho bán dẫn N và P. Với chuyển tiếp dị thể thì khác. Khi đó 2 bán dẫn có khe năng lượng khác nhau tạo thành chuyển tiếp. Chuyển tiếp dị thể xảy ra trong những vùng khác nhau do:
 - **Các nguyên nhân về công nghệ**
 - **Đặc tính điện:**
 - Điện trường trong miền điện tích không gian được tăng lên.
 - Pin mặt trời (Solar cell): điện áp hở mạch cao hơn và sự rút các hạt dẫn ra tốt hơn.
 - Transistor có độ linh động cao: Transistor nhanh hơn
 - **Đặc tính quang:**
 - Các lớp với khe năng lượng cao hơn có thể được dùng làm "cửa sổ quang".
- Chuyển tiếp dị thể là chuyển tiếp có từ 2 bán dẫn không giống nhau. Chúng có khe năng lượng E_g khác nhau. Hơn nữa, 2 bán dẫn khác nhau sẽ có hằng số điện môi ϵ_s khác nhau, công thoát $q\Phi_s$ khác nhau và độ ái lực điện tử $q\chi$ khác nhau.

- Công thoát $q\Phi_s$ được định nghĩa là năng lượng để lấy điện tử ra khỏi mức năng lượng Fermi E_F đến vị trí bên ngoài vật liệu (mức chân không).
- Độ ái lực điện tử $q\chi$ là năng lượng cần để lấy điện tử ra khỏi đáy dải dẫn đến mức chân không.



Hình 32a. Giản đồ năng lượng của 2 bán dẫn cách ly.

- Nếu 2 bán dẫn được nối lại, giản đồ năng lượng sau được hình thành. Chúng ta giả sử rằng hằng số mạng tinh thể của 2 vật liệu thì khớp nhau. Ngược lại thì số bầy ở giao tiếp không thể bỏ qua được.



Hình 32b. Giản đồ năng lượng của chuyển tiếp dị thể PN lý tưởng ở cân bằng nhiệt..

55

- Có 2 yêu cầu cơ bản khi xây dựng giản đồ năng lượng:
 - mức Fermi phải giống nhau ở cả hai bên của giao tiếp ở cân bằng nhiệt.
 - mức chân không phải liên tục và song song với các cạnh dải năng lượng.
- Sự bất liên tục không bị ảnh hưởng bởi mức pha tạp chất miễn là những độ ái lực điện tử và khe năng lượng không phải là hàm của mức pha tạp chất.
- Thế nội tổng cộng là: $V_{bi} = V_{b1} + V_{b2}$
- Với V_{b1} , V_{b2} là thế tĩnh điện ở cân bằng nhiệt trong các bán dẫn 1 và 2.
- Giả sử xấp xỉ miền nghèo: $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$ và $E_1(x=0) = E_2(x=0)$

56

$$V_{b1} = \frac{\varepsilon_2 N_2 (V_{bi} - V)}{\varepsilon_1 N_1 + \varepsilon_2 N_2} \quad \text{Điện áp nội trong bán dẫn 1}$$

$$V_{b2} = \frac{\varepsilon_1 N_1 (V_{bi} - V)}{\varepsilon_1 N_1 + \varepsilon_2 N_2} \quad \text{Điện áp nội trong bán dẫn 2}$$

N_1 và N_2 là nồng độ tạp chất trong miền bán dẫn 1 và 2.
Bề rộng của miền nghèo tính theo các công thức sau:

$$x_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2N_2 \cdot (V_{bi} - V)}{qN_1 \cdot (\varepsilon_1N_1 + \varepsilon_2N_2)}} \quad \text{Bề rộng miền nghèo trong bán dẫn 1}$$

$$x_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2N_2 \cdot (V_{bi} - V)}{qN_2 \cdot (\varepsilon_1N_1 + \varepsilon_2N_2)}} \quad \text{Bề rộng miền nghèo trong bán dẫn 2}$$