

TEMA 4: FÍSICA DE LOS DISPOSITIVOS BIPOLARES: EL TRANSISTOR Y EL TIRISTOR.

Introducción.

4.1. La acción transistor.

4.1.1. Modo de operación activo.

4.1.2. Ganancia en corriente.

4.2. Características estáticas de los transistores bipolares.

4.2.1. Distribución de portadores.

4.2.2. Expresión de las corrientes terminales: Modelo de Ebers-Moll.

Modos de operación.

4.3. Modificación de las características estáticas.

- a) Región de base gradual.
- b) Resistencia de base.
- c) Modulación de la anchura de la base.
- d) Corriente de saturación y tensión de ruptura.
- e) Fenómenos de generación-recombinación y efectos de alta inyección.

4.4. El modelo de Ebers-Moll.

4.5. El tiristor.

4.5.1. Características básicas.

TEMA 4: FÍSICA DE LOS DISPOSITIVOS BIPOLARES: EL TRANSISTOR Y EL TIRISTOR.

Introducción.

Los dispositivos bipolares son dispositivos semiconductores que basan su proceso de conducción mediante la participación de los dos tipos de portadores de carga (electrones y huecos). Se diferencian de los dispositivos unipolares (que serán estudiados en el Tema 5), en que estos últimos basan su proceso de conducción predominantemente en la participación de un solo tipo de portador.

La palabra “transistor” es un acrónimo que procede del inglés (transfer resistor). El transistor bipolar fue inventado en el año 1947 en los Bell Laboratories. Desde esa fecha hasta la actualidad, el transistor ha sufrido cambios y continuas transformaciones, las cuales han revolucionado la industria y el estilo de vida actual.

4.1. La acción transistor.

Básicamente el transistor está formado por dos uniones p-n contrapuestas formando dos posibles estructuras, la p-n-p y la n-p-n. Fig. 1a muestra la estructura tridimensional real de cómo está constituido un transistor bipolar del tipo pnp.

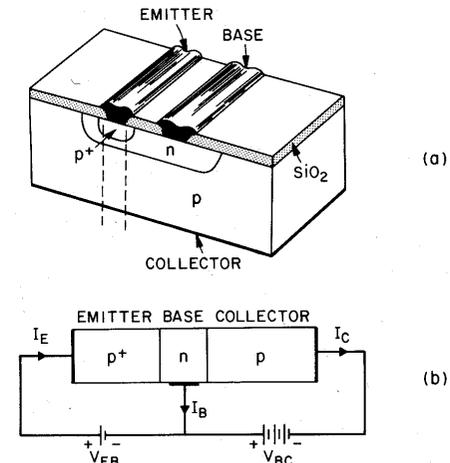


Fig. 1: (a) Vista en perspectiva del transistor bipolar de silicio p-n-p. (b) Transistor idealizado unidimensional.

Aparece en primer lugar un sustrato de tipo P sobre el cual hay dispuesta una capa de tipo N y, finalmente, sobre esta última región se dispone una capa de material p+. A continuación hay aplicada una capa de óxido de silicio (SiO2) el cual actúa como aislante, de forma que deja dos huecos o ventanas donde se disponen los contactos metálicos de las regiones p+ y n. El contacto metálico para la región p (sustrato) es por debajo.

Un modelo unidimensional idealizado es el que aparece en Fig. 1b. La región p+ fuertemente dopada recibe el nombre de emisor, la región estrecha de tipo N recibe el

nombre de base y la región débilmente dopada de tipo P se denomina colector. Se va a suponer que la concentración de sustancias dopantes es uniforme en todas las regiones.

En Fig. 1b el modo de operación representado es el modo activo en el cual la unión emisor-base está directamente polarizada y la unión base-colector está inversamente polarizada. Las corrientes que se indican son las pertenecientes a este modo de operación. De acuerdo con la Ley de Kirchhoff aplicada a este dispositivo de tres terminales, basta con conocer dos de las corrientes para saber la tercera.

Si se tratase del caso del transistor npn, las polarizaciones y sentidos de las corrientes en este modo de operación serían inversas. Se discutirá el modo de operación del transistor tomando como base el de tipo pnp pues es el que proporciona una visión más intuitiva del proceso de conducción y del flujo de los portadores de carga.

En Fig. 2a y 2b se muestran los símbolos eléctricos del transistor PNP y NPN:

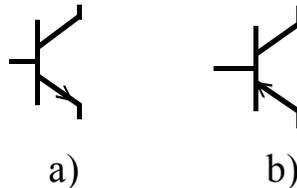


Fig. 2: Símbolos eléctricos del transistor NPN (a) y del transistor PNP (b).

4.1.1. Modo de operación activo.

A continuación se va a dar una descripción cualitativa de cual es la situación en un transistor bipolar pnp bajo condiciones de equilibrio térmico y con la polarización correspondiente al modo activo.

Fig. 3a muestra un transistor pnp que se considera en equilibrio térmico con sus tres terminales a tierra. Fig. 3b muestra las concentraciones de impurezas en cada una de las regiones. El dopado se supone uniforme en las tres regiones semiconductoras siendo mayor en el emisor, intermedio en la base y menor en el colector, con uniones abruptas. La anchura de cada una de las regiones espaciales de carga sobre las distintas regiones semiconductoras es inversa al dopado de cada una de dichas regiones, como se va a ver a continuación.

Debido a la condición de neutralidad de carga:

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

Teniendo en cuenta esta igualdad:

$$W = x_n + x_p = x_n + \frac{N_D}{N_A} \cdot x_n = x_n \cdot \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) \Rightarrow x_n = \frac{W}{1 + \frac{N_D}{N_A}}$$

Además como $x_n \cdot N_D = x_p \cdot N_A \Rightarrow x_n = \frac{N_A}{N_D} \cdot x_p$

$$W = x_n + x_p = x_p + \frac{N_A}{N_D} \cdot x_p = x_p \cdot \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right) \Rightarrow x_p = \frac{W}{1 + \frac{N_A}{N_D}}$$

A partir de la expresión obtenida para x_n se observa que éste disminuye al aumentar la concentración de impurezas dadoras en el semiconductor de tipo N (N_D), aumentando

cuando disminuye N_D . Es decir, que la anchura de la región espacial de carga sobre el semiconductor de tipo N aumenta al disminuir la concentración de impurezas dadoras. Un resultado similar puede ser obtenido para x_p y la concentración de impurezas aceptoras (N_A) en el semiconductor de tipo P, de manera que al aumentar la concentración de impurezas aceptoras disminuye la anchura de la región espacial de carga sobre el semiconductor de tipo P.

Fig. 3c muestra la intensidad de campo eléctrico existente en las dos regiones espaciales de carga. Fig. 3d recoge la distribución de bandas de energía a lo largo de las dos uniones, mostrando (de la misma forma que en una unión p-n) que el nivel de Fermi es constante a lo largo de las dos uniones debido a que se está en equilibrio térmico.

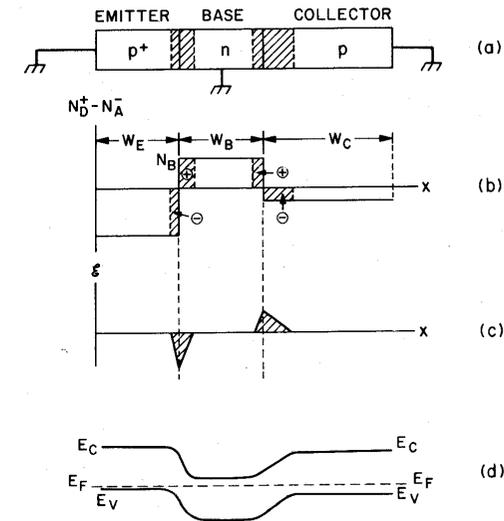


Fig. 3: (a) Transistor p-n-p con sus tres terminales a tierra. (b) Perfil de dopado de un transistor con distribuciones abruptas de impurezas. (c) Perfil del campo eléctrico. (d) Diagrama de bandas de energía en equilibrio térmico.

En Fig. 4a queda representada la situación en un transistor pnp cuando está sometido a una polarización correspondiente al modo activo, es decir, la unión emisor-base directamente polarizada y la unión base-colector inversamente polarizada. El tipo de conexionado que aparece corresponde a la llamada configuración en base común puesto que el terminal de base es común a los circuitos de emisor y colector. Fig. 4b y 4c representan respectivamente las concentraciones de impurezas con las nuevas regiones espaciales de carga y la intensidad de campo eléctrico en dichas regiones. Se observa que, de acuerdo con el tipo de polarización efectuada (modo activo), la región espacial de la unión emisor-base ha disminuido y la de la unión base-colector ha aumentado con respecto a la situación anterior de equilibrio térmico. En Fig. 4c se observa como el campo eléctrico disminuye en la unión base - emisor directamente polarizada y aumenta en la colector - base inversamente polarizada. Fig. 4d recoge la disposición de bandas de energía del transistor donde se observa la disminución de la altura de la barrera de potencial en la unión base - emisor y el aumento de ésta en la unión colector - base.

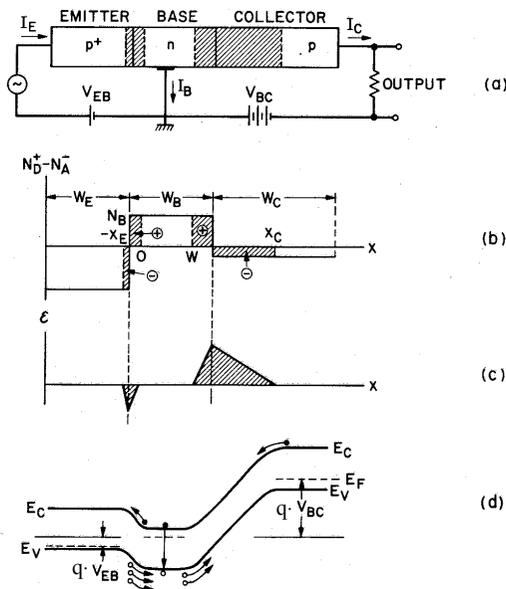


Fig. 4: (a) Transistor mostrado en Fig. 2 bajo el modo activo de operación. (b) Perfiles de dopado y regiones espaciales de carga bajo condiciones de polarización. (c) Perfil del campo eléctrico. (d) Diagrama de bandas de energía.

Con respecto a la unión emisor-base que está directamente polarizada habrá una inyección de huecos desde la región p⁺ (emisor) hacia la n (base) y de electrones desde la región n (base) hacia la p⁺ (emisor), aunque estos últimos en una menor cantidad al tratarse de una unión p⁺-n como puede observarse en Fig. 5a y b. En esta figura se comparan las uniones p-n y p⁺-n en situación de polarización directa, comprobando como en una unión p⁺-n la cantidad de huecos inyectados en el semiconductor de tipo N es mucho mayor que la cantidad de electrones inyectados en el semiconductor de tipo P (comparar ambas áreas):

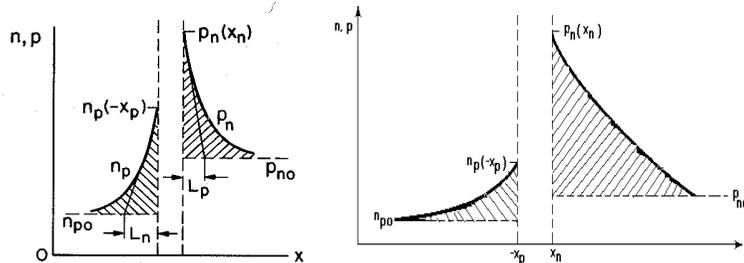


Fig. 5: Concentraciones de portadores minoritarios en situación de polarización directa en (a) Unión abrupta p-n. (b) Unión abrupta a un lado p⁺-n.

Suponiendo que las uniones son ideales, no se da el proceso de recombinación de los huecos en la región espacial de carga, en caso de admitirla la corriente de emisor total estaría formada por estas dos componentes. Por otro lado, la unión base-colector está inversamente polarizada, de forma que se ve favorecida la corriente de electrones de colector a base y de huecos de base a colector frente a la de electrones de la base al colector y de huecos desde el colector a la base (corrientes de arrastre referidas a cada uno de los portadores de carga favorecidas frente a las de difusión).

Si, en esta situación, se consigue hacer la base lo suficientemente estrecha lo que se tendrá es que los huecos inyectados en la base y difundidos podrán alcanzar la región espacial de carga base-colector que está polarizada a favor de este tipo de portadores, este es el llamado efecto "burbuja". Si se consigue que la mayor parte de los huecos inyectados en la base no se recombinen y lleguen a la unión base-colector se tendrá que la corriente por el circuito de colector estará muy próxima a la del circuito emisor.

Este es la razón por la cual la región p⁺ se denomina "emisor" pues es el que proporciona o suministra portadores de carga (en este caso huecos) y la región de tipo P se denomina "colector" pues es la que recibe los huecos emitidos por la región emisora.

Este es el efecto denominado *acción transistor*. Dicho efecto consiste en la creación de una elevada corriente de portadores en una unión inversamente polarizada procedentes de una unión directamente polarizada suficientemente próxima. Para ello, las dos uniones deben estar muy cercanas entre sí, en el caso contrario de que la base sea demasiado ancha, los portadores inyectados en ella procedentes del emisor serán recombinados en la base sin llegar a alcanzar la unión inversamente polarizada perdiéndose, en consecuencia, el efecto transistor.

En Fig 4 puede ser visto que se ha utilizado la siguiente nomenclatura:

- W_E = Anchura de la región p⁺ de emisor.
- W_B = Anchura de la región n de base.
- W_C = Anchura de la región p de colector.
- W = Anchura de la zona neutra de base.

De esa forma y tomando como origen del eje x ($x = 0$) el límite de la región espacial de carga de la unión emisor - base con la zona neutra de base, la región espacial de carga de la unión emisor - base se extiende entre $-x_E$ y 0 y la región espacial de carga de la unión colector - base se extiende entre W y x_C (Fig. 4b).

4.1.2. Ganancia en corriente.

Fig. 6 muestra las corrientes que se dan en un transistor pnp operando en su modo activo. Se supone que no existen fenómenos de generación-recombinación en las regiones espaciales de carga. Si el transistor está bien construido con la base suficientemente estrecha, la práctica totalidad de los huecos proporcionados por el emisor (los cuales constituyen la corriente I_{Ep}) alcanzan la unión base-colector dando lugar a la corriente I_{Cp} .

Pero además deberá tenerse en cuenta la corriente aportada por la base. Con respecto a esta región, hay tres componentes de corriente proporcionadas por sendos flujos electrónicos, son las corrientes I_{En} , I_{Bn} e I_{Cn} .

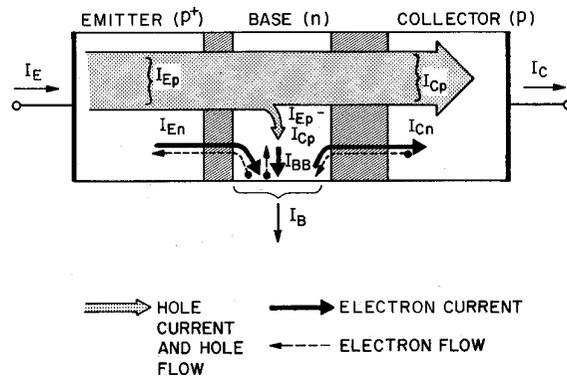


Fig. 6: Diferentes componentes de la corriente en un transistor p-n-p bajo modo activo de operación. El movimiento de los electrones es en sentido contrario al de la corriente de electrones.

Cada una de estas corrientes es generada por un flujo de electrones generado en la base, el cual se mueve en sentido opuesto al de la corriente indicada.

De esta forma, I_{En} es la corriente generada por el flujo de electrones que circula desde la base hacia el emisor (puesto que es corriente de portadores mayoritarios en la unión polarizada directamente). La corriente I_{BB} está asociada al flujo de electrones producido en la base para contrarrestar la desaparición de electrones debida a la recombinación de ellos con la pequeña fracción de huecos que se queda en la base procedente del emisor, en este sentido $I_{BB} = I_{Ep} - I_{Cp}$. Finalmente, I_{Cn} es la corriente debida al flujo de electrones que cruza la unión colector-base inversamente polarizada (portadores minoritarios, sería la corriente de saturación con el emisor en abierto) *.

Contabilizando todas las componentes de corriente se tiene:

- Corriente de emisor: $I_E = I_{Ep} + I_{En}$
- Corriente de colector: $I_C = I_{Cp} + I_{Cn}$
- Corriente de base: $I_B = I_E - I_C = I_{En} + (I_{Ep} - I_{Cp}) - I_{Cn} = I_{En} + I_{BB} - I_{Cn}$

* Si consideráramos la unión colector-base inversamente polarizada de forma independiente y sin considerar la influencia de la unión emisora, obtendríamos una corriente de saturación de valor:

$$I_s \cong \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{no}}{W} + \frac{q \cdot A \cdot D_n \cdot n_{po}}{L_n}$$

donde se ha tenido en cuenta que la base es corta por lo que $L_p \gg W$, razón por la cual se ha sustituido L_p por la anchura de la zona neutra de base (W).

En esta expresión de I_s , el primer sumando hace referencia al flujo de huecos desde la base (n) al colector (p) y el segundo sumando hace referencia al flujo de electrones desde el colector (p) hacia la base (n). En consecuencia:

$$I_{Cn} = \frac{q \cdot A \cdot D_n \cdot n_{po}}{L_n}$$

Si ahora se considera la presencia de una unión emisora próxima, se tiene que, debido al aporte de huecos procedentes del emisor, el flujo de huecos de base (n) a colector (p) es mucho mayor que el que se tiene de considerar la unión colector aislada, es decir:

$$I_{Cp} \gg \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{no}}{W}$$

Más adelante se demostrará que:

$$I_{Cp} = \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{no}}{W} \cdot e^{\frac{qV_{EB}}{K \cdot T}}$$

En ausencia de polarización de la unión emisora $V_{EB} = 0V$ se puede ver que:

$$I_{Cp} = \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{no}}{W}$$

obteniéndose para I_s el valor expresado al inicio.

Si se deja el emisor en abierto, disminuye la cantidad de huecos en la base haciéndose muy pequeña la corriente I_{Cp} . En dicho caso:

$$I_{Cn} \approx I_s$$

Por tanto, puede decirse que la corriente I_{Cn} es la corriente de saturación de la unión colector con el emisor en abierto. La escasa diferencia está en la pequeña cantidad de huecos que pasan de base (n) a colector (p).

A continuación se va a definir un parámetro muy útil en la caracterización de los transistores bipolares llamado *ganancia en corriente en base común*, α_o .

$$\alpha_o \equiv \frac{I_{Cp}}{I_E}$$

O bien:

$$\alpha_o \equiv \frac{I_{Cp}}{I_E} = \frac{I_{Cp}}{I_{Ep} + I_{En}} = \left(\frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \right) \cdot \left(\frac{I_{Cp}}{I_{Ep}} \right)$$

El primer factor es llamado *eficiencia de emisor*, γ , el cual expresa la fracción de huecos inyectada por el emisor en relación a la corriente total de emisor:

$$\gamma \equiv \frac{I_{Ep}}{I_E} = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}}$$

El segundo factor se denomina *factor de transporte de base*, α_T , y expresa la relación entre la corriente de huecos que alcanza el colector y la corriente de huecos que es inyectada por el emisor:

$$\alpha_T \equiv \frac{I_{Cp}}{I_{Ep}}$$

Con estas definiciones:

$$\alpha_o \equiv \gamma \cdot \alpha_T$$

Para un transistor bipolar correctamente diseñado, ambos factores deben ser próximos a la unidad y α_o de igual manera. La corriente de colector puede ser escrita de la forma:

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} = \alpha_T \cdot I_{Ep} + I_{Cn} = \gamma \cdot \alpha_T \cdot \left(\frac{I_{Ep}}{\gamma} \right) + I_{Cn} = \alpha_o \cdot I_E + I_{Cn}$$

La interpretación que se da para I_{Cn} es la de la corriente que circula entre la base y el colector cuando el emisor está en circuito abierto. Por esta razón se la denomina I_{CBO} donde las iniciales CBO significan:

CB \equiv Unión por la que circula la corriente.

O \equiv (Open-circuit) Situación o configuración del tercero de los terminales con respecto al segundo (unión emisor-base en abierto).

De esta forma, la corriente de colector tomará la expresión más común:

$$I_C = \alpha_o \cdot I_E + I_{CBO}$$

4.2. Características estáticas de los transistores bipolares.

El objetivo de esta sección es el de determinar las características estáticas corriente-tensión en el transistor bipolar, obteniendo además las corrientes por sus terminales como una función de parámetros característicos del semiconductor tales como las concentraciones de impurezas y el tiempo de vida media de los portadores de carga.

En primer lugar, se determinan las expresiones matemáticas de las concentraciones de portadores minoritarios en las tres regiones neutras, se deducen posteriormente las corrientes terminales en función de las tensiones aplicadas llegando finalmente a un modelo de transistor de gran aplicación práctica y que se conoce bajo el nombre de modelo de Ebers-Moll, el cual es válido para todas las regiones o modos de funcionamiento del transistor.

Sin embargo, debido a la gran complejidad matemática que supone el estudio del transistor es necesario realizar una serie de suposiciones que permitirán obtener un modelo analítico muy representativo del comportamiento del transistor en el cual se hayan despreciado los efectos de segundo orden, los cuales algunos de ellos merecerá la pena que sean considerados por su importancia. Las hipótesis a realizar son las siguientes:

- 1ª.- Se considera que se ha alcanzado el régimen estacionario.
- 2ª.- Se va a utilizar una aproximación unidimensional (variables dependientes únicamente de x).
- 3ª.- Se desprecian los posibles procesos de generación-recombinación en las regiones espaciales de carga.
- 4ª.- Ionización total. Las concentraciones mayoritarias deberán ser mucho mayores que la intrínseca (dopado relativamente alto).
- 5ª.- Dopado uniforme en cada región semiconductor y, en consecuencia, se suponen uniones abruptas.

- 6ª.- Se desprecian las resistencias de las tres regiones de manera que el campo eléctrico sólo está presente en las dos regiones espaciales de carga.
- 7ª.- No se tiene en cuenta la posible ruptura por efecto túnel o zener o por avalancha en las uniones polarizadas inversamente.
- 8ª.- Se supone que el ancho efectivo de la base es constante e independiente de las tensiones de polarización (ausencia del efecto Early, del cual se hablará más adelante).
- 9ª.- Régimen de baja inyección. Las concentraciones mayoritarias no cambian apreciablemente de valor con respecto al que presentan en equilibrio térmico y las concentraciones minoritarias son mucho menores que las mayoritarias correspondientes.
- 10ª - Se supone que las anchuras de las regiones neutras de emisor y colector son mucho mayores que la longitud de difusión de electrones.

4.2.1. Distribución de portadores.

Se obtendrán las concentraciones de portadores en las tres regiones semiconductoras del transistor bipolar. Debido a la hipótesis número nueve bastará con determinar sólo las concentraciones de portadores minoritarios.

Empezando en primer lugar por la **base**, la concentración de portadores minoritarios (huecos) se obtendrá a partir de la ecuación de continuidad con las correspondientes condiciones de contorno. Para la región neutra de base (tipo N), no hay campo eléctrico en ella ($\epsilon=0$) y la ecuación de continuidad para los huecos (portadores minoritarios) en el caso unidimensional y en el estado estacionario:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = (-) p_n \cdot \mu_p \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \mu_p \cdot \epsilon \cdot \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + G_p - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = 0$$

La cual se reduce a:

$$D_p \cdot \left(\frac{d^2 p_n}{dx^2} \right) - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = 0$$

como vemos la ecuación de continuidad se reduce a la de difusión independiente del tiempo, donde:

p_n : Concentración de portadores minoritarios en la base

p_{no} : Concentración de portadores minoritarios en la base en equilibrio térmico $\equiv \frac{n_i^2}{N_B}$

N_B : Concentración uniforme de impurezas dadoras en la base.

D_p : Coeficiente de difusión.

τ_p : Tiempo de vida media de los portadores minoritarios.

Las condiciones de contorno, según lo expuesto en el tema anterior de la unión p-n, para la obtención de la variación de las concentraciones de portadores minoritarios en cada una de las zonas neutras (de base, colector y emisor) a partir de la resolución de las ecuaciones diferenciales de segundo orden correspondientes van a ser las llamadas leyes de la unión, es decir:

$$n_p(-x_p) = n_{po} \cdot e^{qV/K \cdot T}$$

$$p_n(x_n) = p_{no} \cdot e^{qV/K \cdot T}$$

donde $-x_p$ hacía referencia al límite de la región espacial de carga con la zona neutra de tipo P y x_n al límite de la región espacial de carga con la zona neutra de tipo N.

Las condiciones de contorno para la resolución de la ecuación diferencial que nos dará la variación de la concentración de huecos (portadores minoritarios) en la base corresponderán a los valores de dicha concentración en los límites de la zona neutra de base, es decir, cero y W. En $x=0$ estamos en el límite de la región espacial de carga emisor - base con la zona neutra de base (tipo N) por lo que aplicando la ley de la unión correspondiente:

$$p_n(0) = p_{no} \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T}$$

En $x = W$ estamos en el límite de la región espacial de carga de la unión colector - base con la zona neutra de base (tipo N). Como la unión colector - base está inversamente polarizada, la tensión de polarización V_{CB} será negativa por lo que podemos llamarla $V_{CB} = -|V_{CB}|$. La condición de contorno en $x = W$ será:

$$p_n(W) = p_{no} \cdot e^{-\frac{q|V_{CB}|}{K \cdot T}} \cong 0$$

donde se ha hecho uso de que $|V_{CB}| \gg \frac{K \cdot T}{q}$.

Con respecto a las condiciones de contorno estas aseguran, por un lado, la primera que la concentración de huecos en el límite de la región espacial de carga emisor-base ($x=0$) se ve incrementada bajo condiciones de polarización directa con respecto a la concentración en equilibrio térmico en el factor exponencial $e^{qV_{EB}/K \cdot T}$. La segunda condición asegura que bajo polarización inversa la concentración de portadores minoritarios en el límite de la región espacial de carga base-colector es cero ($x = W$). Con estas condiciones de contorno, la expresión anterior para $p_n(x)$ toma la forma más explícita:

$$p_n(x) = p_{no} \cdot \left(e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1 \right) \cdot \left[\frac{\sinh\left(\frac{W-x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right] + p_{no} \cdot \left[1 - \frac{\sinh\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right]$$

$$\text{donde } L_p \equiv \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$$

Fig. 7 representa la expresión anterior normalizada con respecto a p_{no} y en términos de W para diferentes valores del parámetro W/L_p .

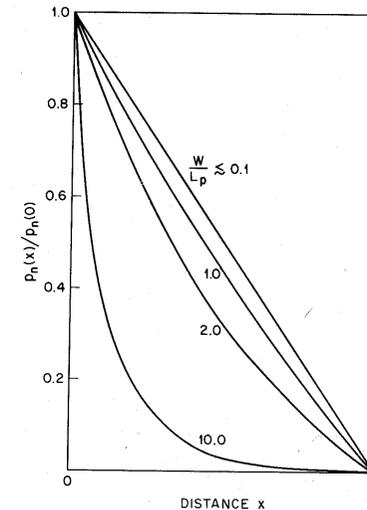


Fig. 7: Distribución de portadores minoritarios en la región de la base para diferentes valores de W/L_p . La distribución se aproxima a una línea recta si se cumple:

$$\frac{W}{L_p} \lesssim 0.1$$

Se puede observar que, para el caso $W/L_p \gg 1$, la distribución de portadores minoritarios se acerca mucho a la distribución exponencial de una unión p-n aislada. Por otra parte, si se considera el caso $W/L_p \ll 1$, la distribución de portadores se aproxima a una línea recta dada por:

$$p_n(x) = p_n(0) \cdot \left[1 - \frac{x}{W} \right] = p_{no} \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T} \cdot \left(1 - \frac{x}{W} \right)$$

De manera similar se puede obtener la distribución de portadores minoritarios en la región de **emisor** (electrones inyectados por la base) con las apropiadas condiciones de contorno. La ecuación de continuidad para los electrones en el emisor (zona P) en el caso unidimensional y en el estado estacionario:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n_p \cdot \mu_n \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \mu_n \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \cdot \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} + G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0$$

La cual se reduce a:

$$D_n \cdot \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} = 0$$

Dado que tanto la región de emisor como la de colector son regiones de tipo P con lo que en ambas los portadores minoritarios van a ser los electrones, se van a utilizar los

subíndices E y C para identificar cada una de estas zonas. De esa forma la ecuación anterior vamos a reescribirla como:

$$D_E \cdot \frac{\partial^2 n_E}{\partial x^2} - \frac{n_E - n_{E0}}{\tau_E} = 0$$

Las condiciones de contorno son (a partir de las leyes de la unión):

$$n_E(x = -x_E) = n_{E0} \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T}$$

$$n_E(x = -\infty) = n_{E0}$$

siendo n_{E0} la concentración de portadores minoritarios (electrones) en el emisor en el equilibrio. Teniendo en cuenta estas condiciones de contorno se obtiene para $n_E(x)$ la siguiente expresión:

$$n_E(x) = n_{E0} + n_{E0} \cdot \left(e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1 \right) \cdot e^{\frac{x+x_E}{L_E}} \quad \text{para } x \leq (-)x_E$$

$$\text{siendo } L_E \equiv \sqrt{D_E \cdot \tau_E}.$$

Con respecto al **colector**, la ecuación a resolver será análogamente:

$$D_C \cdot \frac{\partial^2 n_C}{\partial x^2} - \frac{n_C - n_{C0}}{\tau_C} = 0$$

las condiciones de contorno son (a partir de las leyes de la unión):

$$n_C(x = x_C) = n_{C0} \cdot e^{(-)q|V_{CB}|/K \cdot T} = 0$$

$$n_C(x = +\infty) = n_{C0}$$

siendo n_{C0} la concentración de portadores minoritarios (electrones) en el colector en el equilibrio. Teniendo en cuenta estas condiciones de contorno se obtiene para $n_C(x)$ la siguiente expresión:

$$n_C(x) = n_{C0} - n_{C0} \cdot e^{\frac{(-)x-x_C}{L_C}} \quad \text{para } x \geq x_C$$

$$\text{donde } L_C \equiv \sqrt{D_C \cdot \tau_C}.$$

Se ha supuesto que las anchuras de emisor y colector W_E y W_C son mucho mayores que las longitudes de difusión ($W_E \gg L_E$ y $W_C \gg L_C$). Los resultados obtenidos expresados en forma gráfica quedan reflejados en Fig. 8:

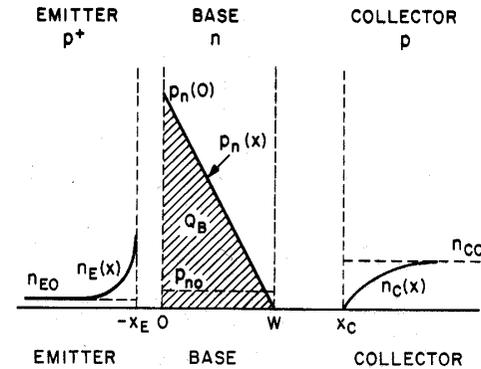


Fig. 8: Distribución de portadores minoritarios en las distintas regiones de un transistor p-n-p bajo modo activo de funcionamiento.

En dicha figura hay un resultado que puede ser interesante y es el relacionado con la carga total almacenada en la base, Q_B . Dicha carga puede ser calculada mediante la expresión:

$$Q_B = q \cdot A \cdot \int_0^W [p_n(x) - p_{no}] \cdot dx$$

siendo A la sección de la muestra. Como caso especial, para valores $p_n(0) \gg p_{no}$, la integral puede ser aproximada por el área encerrada por el triángulo de base W y altura $p_n(0)$, es decir:

$$Q_B \approx \frac{q \cdot A \cdot W \cdot p_n(0)}{2}$$

4.2.2. Expresión de las corrientes terminales: Modelo de Ebers-Moll.

Una vez calculadas las concentraciones de portadores minoritarios puede asimismo obtenerse la expresión de las distintas componentes de la corriente. El transporte de huecos en la región neutra de base es debido únicamente al fenómeno de difusión y, en consecuencia, la corriente de huecos en la región neutra de base viene dada por:

$$I_p(x) = (-)q \cdot A \cdot D_p \cdot \frac{dp_n(x)}{dx}$$

La corriente I_{Ep} de huecos inyectados por el emisor en la base en $x=0$ vendrá dada por la expresión:

$$I_{Ep} = A \cdot \left[(-)q \cdot D_p \cdot \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=0} \right]$$

A partir de la expresión obtenida anteriormente para $p_n(x)$:

$$\frac{dp_n}{dx} = -\frac{p_{no}}{L_p} \cdot \frac{(e^{qV_{EB}/K.T} - 1)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \cdot \cosh\left(\frac{W-x}{L_p}\right) - \frac{p_{no}}{L_p} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)}$$

Particularizando en $x = 0$:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=0} &= -\frac{p_{no}}{L_p} \cdot (e^{qV_{EB}/K.T} - 1) \cdot \frac{\cosh\left(\frac{W}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} - \frac{p_{no}}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} = \\ &= -\frac{p_{no}}{L_p} \cdot \cot gh\left(\frac{W}{L_p}\right) \left[(e^{qV_{EB}/K.T} - 1) + \frac{1}{\cosh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right] \end{aligned}$$

Luego:

$$I_{Ep} = A \cdot \left[(-)q \cdot D_p \cdot \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=0} \right] = q \cdot A \cdot \frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \cot gh\left(\frac{W}{L_p}\right) \left[(e^{qV_{EB}/K.T} - 1) + \frac{1}{\cosh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right]$$

relación última que puede ser simplificada admitiendo la hipótesis de que $W/L_p \ll 1$ y en consecuencia:

$$I_{Ep} \approx \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \cdot (e^{qV_{EB}/K.T} - 1) + \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} = \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \cdot e^{qV_{EB}/K.T} \text{ con } \frac{W}{L_p} \ll 1$$

donde se ha hecho uso de la expansión $\cot gh(y) \approx 1/y$; $\sinh(y) \approx y$ para $y \ll 1$ y de la relación $p_{no} = n_i^2 / N_B$.

Particularizando también $I_p(x)$ en $x = W$, se obtiene la expresión de la corriente de huecos recogidos por el colector.

$$I_{Cp} = A \cdot \left[(-)q \cdot D_p \cdot \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=W} \right]$$

A partir de la expresión obtenida anteriormente para $\frac{dp_n}{dx}$ y particularizando en $x = W$:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=W} &= -\frac{p_{no}}{L_p} \cdot \frac{(e^{qV_{EB}/K.T} - 1)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} - \frac{p_{no}}{L_p} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{W}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} = \\ &= -\frac{p_{no}}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[(e^{qV_{EB}/K.T} - 1) + \cosh\left(\frac{W}{L_p}\right) \right] \end{aligned}$$

Por lo tanto:

$$I_{Cp} = A \cdot \left[(-)q \cdot D_p \cdot \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=W} \right] = q \cdot A \cdot \frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \left[(e^{qV_{EB}/K.T} - 1) + \cosh\left(\frac{W}{L_p}\right) \right]$$

O bien:

$$I_{Cp} \approx \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \cdot (e^{qV_{EB}/K.T} - 1) + \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} = \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \cdot e^{qV_{EB}/K.T} \text{ con } \frac{W}{L_p} \ll 1$$

donde se ha hecho uso de las relaciones $\sinh(y) \approx y$; $\cosh(y) \approx 1$ para $y \ll 1$ y de que $p_{no} = n_i^2 / N_B$.

En cuanto a la corriente de electrones generada por el flujo de electrones de la base al emisor (en $x = -x_E$), I_{En} :

$$I_{En} = A \cdot \left[q \cdot D_E \cdot \left. \frac{dn_E}{dx} \right|_{x=-x_E} \right]$$

A partir de la expresión obtenida con anterioridad para $n_E(x)$:

$$\frac{dn_E}{dx} = \frac{n_{EO}}{L_E} \cdot (e^{qV_{EB}/K.T} - 1) \cdot e^{\frac{x+x_E}{L_E}}$$

Particularizando en $x = -x_E$:

$$\left. \frac{dn_E}{dx} \right|_{x=-x_E} = \frac{n_{EO}}{L_E} \cdot (e^{qV_{EB}/K.T} - 1)$$

con lo que:

$$I_{En} = A \cdot \left[q \cdot D_E \cdot \left. \frac{dn_E}{dx} \right|_{x=-x_E} \right] = \frac{q \cdot A \cdot D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \cdot (e^{qV_{EB}/K.T} - 1)$$

siendo D_E el coeficiente de difusión de emisor.

En cuanto a la corriente de electrones generadas por el flujo de electrones del colector a la base ($x = x_C$), I_{Cn} :

$$I_{Cn} = A \cdot \left[q \cdot D_C \cdot \left. \frac{dn_C}{dx} \right|_{x=x_C} \right]$$

A partir de la expresión obtenida con anterioridad para $n_C(x)$:

$$\frac{dn_C}{dx} = \frac{n_{CO}}{L_C} \cdot e^{-\frac{x-x_C}{L_C}}$$

Particularizando en $x = x_C$:

$$\left. \frac{dn_C}{dx} \right|_{x=x_C} = \frac{n_{CO}}{L_C}$$

con lo que:

$$I_{Cn} = A \cdot \left[q \cdot D_C \cdot \left. \frac{dn_C}{dx} \right|_{x=x_C} \right] = \frac{q \cdot A \cdot D_C \cdot n_{CO}}{L_C}$$

siendo D_C el coeficiente de difusión de colector.

La corriente neta total de emisor será la suma de I_{Ep} e I_{En} , es decir:

$$I_E = I_{Ep} + I_{En} = a_{11} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + a_{12}$$

donde:

$$a_{11} \equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \cot gh \left(\frac{W}{L_p} \right) + \frac{D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \right] \equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} + \frac{D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \right] \text{ para } \frac{W}{L_p} \ll 1$$

y

$$a_{12} \equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh \left(\frac{W}{L_p} \right)} \right] \equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \right] \text{ para } \frac{W}{L_p} \ll 1$$

En consecuencia:

$$\begin{aligned} I_E &= I_{Ep} + I_{En} = a_{11} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + a_{12} \equiv \\ &\equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} + \frac{D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \right] \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \right] = \\ &= q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \right] \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T} + q \cdot A \cdot \left[\frac{D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \right] \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) \equiv \\ &\equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} + \frac{D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \right] \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T} \end{aligned}$$

donde se ha utilizado que $V_{EB} \gg \frac{K \cdot T}{q} > 0$ y por tanto $e^{qV_{EB}/K \cdot T} \gg 1$ y

$$e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1 \equiv e^{qV_{EB}/K \cdot T}$$

La corriente total de colector será la suma de I_{Cp} e I_{Cn} , es decir:

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} = a_{21} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + a_{22}$$

donde:

$$a_{21} \equiv \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh \left(\frac{W}{L_p} \right)} \equiv \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \text{ para } \frac{W}{L_p} \ll 1$$

y

$$\begin{aligned} a_{22} &\equiv \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \cot gh \left(\frac{W}{L_p} \right) + \frac{q \cdot A \cdot D_C \cdot n_{CO}}{L_C} \equiv \\ &\equiv q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} + \frac{D_C \cdot n_{CO}}{L_C} \right] \text{ para } \frac{W}{L_p} \ll 1 \end{aligned}$$

En consecuencia:

$$\begin{aligned} I_C &= I_{Cp} + I_{Cn} = a_{21} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + a_{22} \equiv \\ &\equiv q \cdot A \cdot \frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} + \frac{D_C \cdot n_{CO}}{L_C} \right] = \\ &= q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \right] \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T} + q \cdot A \cdot \left[\frac{D_C \cdot n_{CO}}{L_C} \right] \end{aligned}$$

Obsérvese que $a_{12} = a_{21}$.

La corriente de base es la resta $I_B = I_E - I_C$:

$$I_B = (a_{11} - a_{21}) \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) + (a_{12} - a_{22})$$

Recordando la expresión de la carga neta Q_B en la base, así como la de I_C anterior, se puede obtener:

$$I_C \equiv \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_n(0)}{W} = \left(\frac{2 \cdot D_p}{W^2} \right) \cdot Q_B$$

expresión que nos dice que la corriente neta de colector es proporcional a la carga de portadores minoritarios almacenada en la base. La conclusión de este resultado es que las corrientes de terminal en el transistor vienen gobernadas por la cantidad de carga de portadores minoritarios almacenada en la base.

Podemos realizar un resumen de las propiedades fundamentales que cumple un transistor ideal.

1ª.- La tensión aplicada en terminales controla las densidades de portadores en las zonas límite de las regiones espaciales de carga por medio de la exponencial $e^{qV/K \cdot T}$.

2ª.- Las corrientes de emisor y de colector en las zonas límite de las regiones espaciales de carga vienen dadas por el gradiente de concentración de portadores minoritarios (fenómeno de difusión). Dichas corrientes son proporcionales a la carga de estos portadores almacenada en la base.

3ª.- La corriente de base se obtiene mediante la diferencia $I_B = I_E - I_C$.

La eficiencia del emisor γ puede ahora obtenerse más explícitamente:

$$\gamma \equiv \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \equiv \frac{\frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T}}{q \cdot A \cdot \left[\frac{D_p \cdot n_i^2}{N_B \cdot W} + \frac{D_E \cdot n_{EO}}{L_E} \right] \cdot e^{qV_{EB}/K \cdot T}} = \frac{1}{1 + \frac{D_E \cdot n_{EO} \cdot W}{D_p \cdot p_{no} \cdot L_E}}$$

O bien:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_E \cdot N_B \cdot W}{D_p \cdot N_E \cdot L_E}}$$

con las expresiones de $N_B = \frac{n_i^2}{p_{no}}$, concentración de impurezas en la base y de

$N_E = \frac{n_i^2}{n_{EO}}$, concentración de impurezas en el emisor. En esta última expresión se ve

claramente como para obtener un factor γ elevado (próximo a la unidad) es necesario emplear concentraciones más altas de emisor con respecto a las de la base ($N_E \gg N_B$), es por lo que se ha usado dopado p^+ en el emisor.

El factor de transporte de base α_T toma ahora la expresión:

$$\alpha_T \equiv \frac{I_{Cp}}{I_{Ep}} \equiv \frac{q \cdot A \cdot \frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \frac{1}{\sinh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \cdot \left[\left(e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1 \right) + \cosh\left(\frac{W}{L_p}\right) \right]}{q \cdot A \cdot \frac{D_p \cdot p_{no}}{L_p} \cdot \cot gh\left(\frac{W}{L_p}\right) \cdot \left[\left(e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1 \right) + \frac{1}{\cosh\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right]} = \operatorname{sech}\left(\frac{W}{L_p}\right) \equiv 1 - \frac{W^2}{2 \cdot L_p^2}$$

donde se ha hecho uso de que $\operatorname{sech}(y) = \frac{1}{\cosh(y)} \equiv 1 - \frac{y^2}{2}$ para $y \ll 1$.

Para mejorar α_T será necesario conseguir la más baja relación W/L_p . Sin embargo L_p es más o menos constante y, en consecuencia, se deberá reducir W .

Modos de operación: Un transistor bipolar tiene cuatro modos de operación, los cuales dependen de la polaridad de las tensiones en las uniones base-emisor y base-colector. En Fig. 9 se muestran las tensiones V_{EB} y V_{CB} para los cuatro modos de operación en un transistor pnp. Además también se muestran las concentraciones de portadores minoritarios para cada una de las tres regiones.

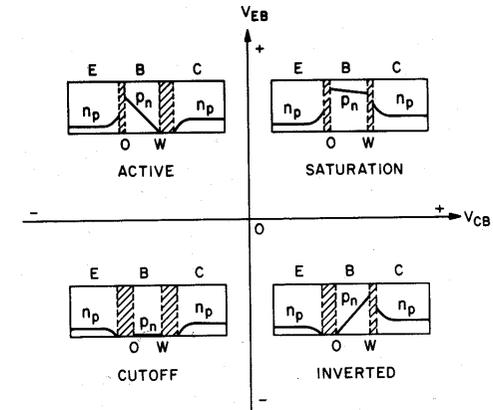


Fig. 9: Polaridades de las uniones y distribuciones de portadores minoritarios de un transistor p-n-p en los diferentes modos de funcionamiento.

Las expresiones para las concentraciones y corrientes terminales obtenidas anteriormente corresponden al llamado modo activo, en el cual la unión emisor-base está directamente polarizada y la unión base-colector inversamente polarizada, proporcionando las distribuciones de portadores minoritarios de Fig. 8.

El llamado modo de saturación presenta ambas uniones, emisor-base y base-colector polarizadas directamente: $V_{EB} > 0$ y $V_{CB} > 0$ (aunque esta última de pequeño valor, alrededor de 1V para el caso del Si). Para este caso, la condición de contorno en $x=W$ vale $p_n(W) = p_{no} \cdot e^{qV_{CB}/K \cdot T}$ en lugar de la empleada para el modo activo dada por $p_n(W) = 0$, siendo las concentraciones de portadores minoritarios como las mostradas en Fig. 9. En saturación, se inyectan huecos desde el colector hacia la base. Estos huecos están dirigidos en forma opuesta a los que se inyectan desde el emisor. Como resultado, las componentes de la corriente de huecos del colector se restan entre sí y la corriente neta de colector disminuye. Cuanto más directamente se polariza la unión colector - base, mayor es la inyección de huecos en base procedentes del colector y menor el valor neto de I_C .

En el tercer modo de funcionamiento ambas uniones emisor-base y base-colector están inversamente polarizadas, es el llamado modo de corte. En este caso se tiene para las condiciones de contorno los valores $p_n(0) = p_n(W) = 0$. No hay prácticamente carga almacenada en la base y, en consecuencia, la corriente neta de colector es cero. A nivel circuital, este modo se corresponde con el estado de apertura de un interruptor.

El cuarto y último modo de operación es el llamado modo invertido. En este modo, la unión emisor-base está inversamente polarizada y la unión base-colector directamente polarizada. Es decir, para esta situación se cambian los papeles entre sí el colector y el emisor. Sin embargo, en este modo de funcionamiento la eficiencia del emisor es más baja que en el modo activo debido a que el colector que ahora actúa de emisor tiene un dopado bajo con respecto al de la base.

En todos estos nuevos modos descritos también se pueden obtener las expresiones para las corrientes terminales del dispositivo con las apropiadas condiciones de contorno. El procedimiento es análogo al descrito para el modo activo.

Con todo ello pueden obtenerse unas expresiones que son generales y comunes a todos los modos de operación. Dichas ecuaciones son conocidas como ecuaciones de Ebers-Moll y son:

$$I_E = a_{11} \cdot (e^{qV_{EB}/K T} - 1) - a_{12} \cdot (e^{qV_{CB}/K T} - 1)$$

$$I_C = a_{21} \cdot (e^{qV_{EB}/K T} - 1) - a_{22} \cdot (e^{qV_{CB}/K T} - 1)$$

donde los coeficientes a_{11} , a_{12} , a_{21} y a_{22} son los obtenidos para el modo activo. Dichas ecuaciones son las expresiones de las corrientes terminales del transistor en función de las tensiones aplicadas V_{EB} y V_{CB} . Los coeficientes a_{ij} dependen de los parámetros físicos del dispositivo. Obsérvese que $a_{12} = a_{21}$ por lo que se verifica la condición de reciprocidad, además en la práctica, las componentes de corriente de electrones son mucho menores que las correspondientes a las de los huecos por lo que los coeficientes a_{11} y a_{22} son distintos pero bastante próximos, y en consecuencia, las ecuaciones de Ebers-Moll son casi simétricas.

Las ecuaciones de Ebers-Moll constituyen un modelo teórico basado en las hipótesis realizadas previamente, dichas ecuaciones conducen a modelos circuitales del transistor, lo que presenta un gran interés desde el punto de vista de la aplicación práctica. Dichos modelos serán expuestos posteriormente.

A partir de estas ecuaciones se pueden obtener las curvas características para el transistor pnp en configuración de base común. Fig. 10 recoge los resultados experimentales obtenidos para la corriente de colector en función de la tensión de polarización V_{BC} y empleando como parámetro la corriente de emisor I_E . Asimismo se diferencian las tres regiones de funcionamiento más comunes, para el caso de configuración en base común.

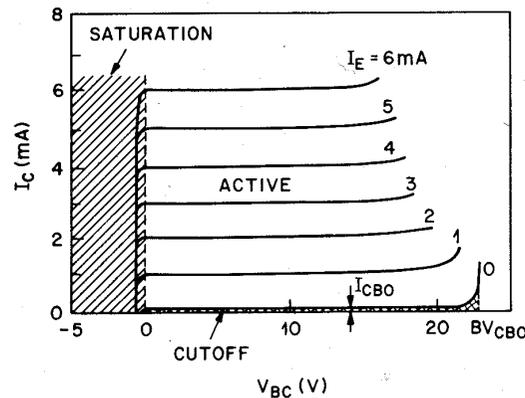


Fig. 10: Características de salida del transistor p-n-p en configuración de base-común.

Observamos que en el modo de saturación $V_{CB} > 0$ y de pequeño valor ($V_{BC} < 0$ y pequeño) y que cuanto más directamente se polariza la unión colector - base (cuando V_{BC} se hace más negativo) menor es el valor de I_C .

También observamos que, de acuerdo con su definición, la corriente I_{CBO} corresponde a la corriente de colector I_C con el emisor en abierto ($I_E = 0$).

Aunque de esto se hablará más adelante, BV_{CBO} corresponde a la tensión de ruptura de la unión colector - base con el emisor en abierto.

En el modo de corte ambas uniones están polarizadas inversamente. Con respecto a la corriente I_E , los electrones, portadores minoritarios generados térmicamente en el emisor se desplazan hacia la base dando lugar por tanto a una $I_E < 0$. Para la corriente de colector I_C , los electrones, portadores minoritarios generados térmicamente en el colector se desplazan hacia la base. Este flujo de electrones corresponde a la corriente I_{Cn} , y, por tanto: $I_C = I_{Cn} > 0$ (aunque muy pequeña).

Una característica que resalta es la práctica independencia de la corriente de colector I_C con respecto a la tensión V_{BC} y cómo es prácticamente igual a la corriente de emisor I_E para el modo activo. Esta conclusión se puede observar en Fig. 11a donde se expresan las concentraciones de huecos en $x = W$ para dos casos de polarización base-colector.

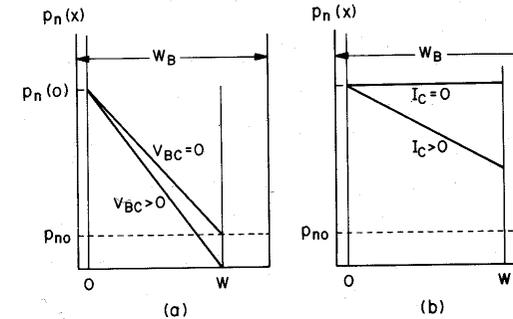


Fig. 11: Distribuciones de portadores minoritarios en la región de la base de un transistor p-n-p. (a) Modo activo, con $V_{BC} = 0$ y $V_{BC} > 0$. (b) Modo de saturación con ambas uniones directamente polarizadas.

Concretamente son los casos de $V_{BC} > 0$ y $V_{BC} = 0$. Puede observarse que el gradiente de concentración en $x = W$ difiere muy poco para estos dos casos y en consecuencia la corriente de colector permanece prácticamente constante. Recordar que, en el modo activo, la corriente de electrones I_{Cn} es despreciable frente a I_{Cp} :

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} \cong I_{Cp} = A \cdot \left[(-)q \cdot D_p \cdot \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=W} \right]$$

Sin embargo, si se desea reducir la corriente de colector a cero deberá, ahora dentro del modo de saturación, aplicarse una polarización $V_{BC} \approx (-)1V$ en transistores de silicio (Fig. 10). De esta forma, la concentración de portadores minoritarios en la base en los puntos $x = 0$ y $x = W$ se hará la misma, existiendo un gradiente de portadores nulo y por tanto la corriente de colector se anulará (Fig. 11b).

4.3. Modificación de las características estáticas.

La descripción hecha en las secciones anteriores y las ecuaciones que determinan el modelo del transistor bipolar, han sido realizadas teniendo en cuenta una serie de suposiciones. No obstante ellas, el modelo que se obtiene satisface el comportamiento de la mayor parte de los transistores reales. Sin embargo, para valores bajos o elevados de las polarizaciones existen desviaciones en el comportamiento que deben solucionarse teniendo en cuenta los efectos de segundo orden. Dichos efectos están relacionados con el caso de la distribución gradual de las impurezas en la base (base gradual), la

resistencia de base, la modulación de la anchura de la base, la corriente de saturación y la tensión de ruptura, el fenómeno de generación-recombinación y los efectos de alta inyección. Todos ellos van a ser tratados brevemente en esta sección.

a) Región de base gradual. Se ha supuesto en el modelo obtenido que la concentración de impurezas en la región de la base era uniforme. Este hecho en la práctica no ocurre. Para cualquiera de los procedimientos de fabricación de transistores bipolares (difusión, implantación de iones,...) la distribución de impurezas en la base no es uniforme (Fig. 12b) sino más bien fuertemente dependiente de la distancia. El diagrama de bandas de energía se muestra en Fig. 12c.

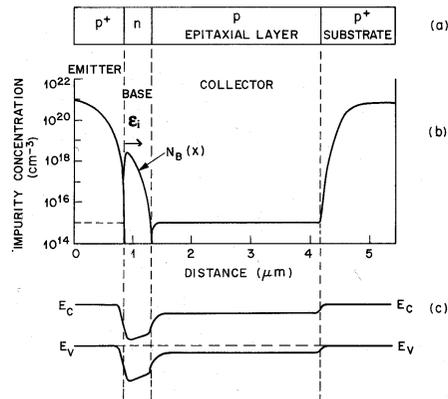


Fig. 12: (a) Vista de la sección transversal del transistor bipolar. (b) Distribución de impurezas en el transistor. (c) Correspondiente diagrama de bandas en el equilibrio.

Esta no uniformidad en la distribución de impurezas o gradiente de distribución de impurezas creará a su vez un gradiente en la concentración de electrones y, por tanto, una difusión de electrones desde la base hacia el colector. En equilibrio térmico no puede existir una corriente neta por lo que debe haber un campo eléctrico interno de contacto que genere un movimiento de los electrones en sentido contrario contrarrestando la corriente de difusión de electrones. Dicho campo eléctrico estará orientado en el sentido de favorecer el movimiento de los huecos inyectados por el emisor. El resultado es que con la distribución no uniforme de la base ahora los portadores minoritarios inyectados (huecos) se moverán hacia el colector no sólo por difusión sino además por arrastre cuando se de una situación de polarización activa.

Se obtienen importantes consecuencias de este hecho:

- Se reduce el tiempo necesario para que los huecos inyectados atraviesen la región de base (el campo eléctrico creado favorece el movimiento de este tipo de portadores). Ello supone mejorar la respuesta del transistor a altas frecuencias.
- Se mejora el factor de transporte de base α_T , debido a que al tardar menos tiempo en atravesar la región de base, la probabilidad de que puedan recombinarse en ella será menor.

Considerando este primer efecto de segundo orden, ahora deberá sustituirse en todos los pasos anteriormente hechos la cantidad $N_B \cdot W$ para el caso de dopado uniforme por la nueva:

$$Q_G = \int_0^W N_B(x) \cdot dx$$

es decir, el número de impurezas por unidad de área en la base gradual de forma que al hacerlo, el modelo obtenido sí que explica con más exactitud el comportamiento de los transistores bipolares fabricados.

b) Resistencia de base. Para lograr alta ganancia en corriente (cercana a la unidad) es necesario tener una base suficientemente estrecha, es decir, W_B pequeño en Fig. 13:

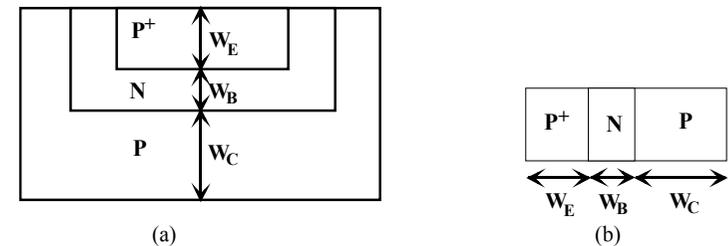


Fig. 13: Anchuras de las distintas regiones semiconductoras en la disposición tridimensional (a) y en su modelo unidimensional (b).

Sin embargo, en la práctica, la reducción de W_B tiene un inconveniente debido a la configuración usual de oblea semiconductor de un transistor bipolar (en Fig. 14a aparece la asociada a un transistor bipolar de tipo pnp) en que aparecen 2 contactos de base dispuestos en la oblea.

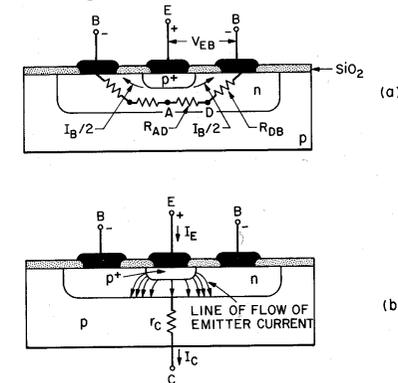


Fig. 14: (a) Sección transversal de un transistor p-n-p mostrando la resistencia de base. (b) Focalización de emisor.

Los electrones que fluyen de la base hacia el centro del emisor provocan una caída de tensión variando el valor de la tensión de polarización directa en función de la posición dentro de la unión base-emisor. Como una primera aproximación al problema se calcula la caída de tensión entre el emisor y el punto A de la base (tensión de polarización directa en el punto A de la base) de la forma:

$$V_{EA} = V_{EB} - \frac{I_B}{2} \cdot (R_{AD} + R_{DB})$$

de la misma forma en el punto D (tensión de polarización directa en el punto D de la base):

$$V_{ED} = V_{EB} - \frac{I_B}{2} \cdot R_{DB}$$

valor este último que puede ser sustancialmente mayor si R_{AD} es elevada (Fig. 15), lo cual sucede si la base es suficientemente estrecha (W_B de pequeño valor):

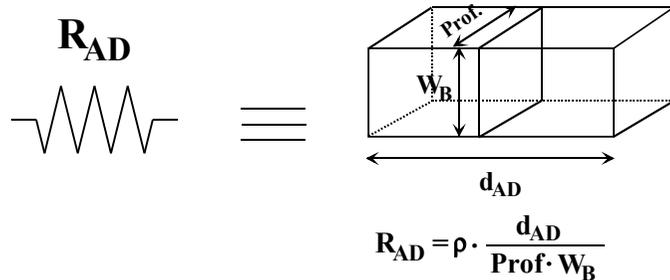


Fig. 15: La resistencia R_{AD} es la correspondiente a un bloque de semiconductor de tipo N aumentando al disminuir W_B .

Como consecuencia de este hecho, el flujo de huecos inyectados por el emisor tenderá a localizarse más en las zonas del tipo del punto D que del tipo del punto A, puesto que en el D hay más polarización directa. Es decir, el flujo de portadores minoritarios se concentrará más hacia los extremos del emisor que en su zona central (Fig. 14b).

Este fenómeno es conocido bajo el nombre de **focalización de emisor** y crea una distribución no uniforme de la densidad de corriente. Esta focalización puede producir efectos no deseados como la reducción de la eficiencia de emisor para altos niveles de inyección de portadores.

La manera de poder subsanar este defecto consiste en poder distribuir la región del emisor a lo largo de una zona suficientemente amplia, para reducir así la densidad de corriente. Se requiere una región de emisor que tenga un perímetro elevado comparado con el área de su superficie. Un método empleado es el de disponer el emisor entre la base en la forma que se muestra en Fig. 16. De esta forma se consigue reducir en gran medida la densidad y la focalización de la corriente.

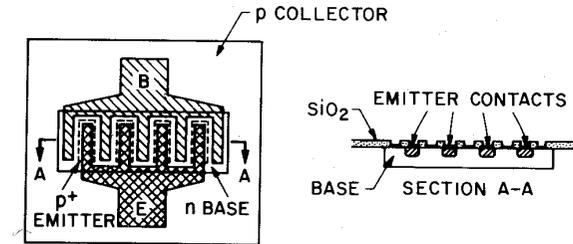


Fig. 16: Transistor con contactos de emisor y base entrelazados.

- c) Modulación de la anchura de la base. Hasta ahora sólo se ha considerado las características del transistor bipolar en la configuración de base común. Sin embargo, también se da muy frecuentemente la configuración de emisor-común (Fig. 17).

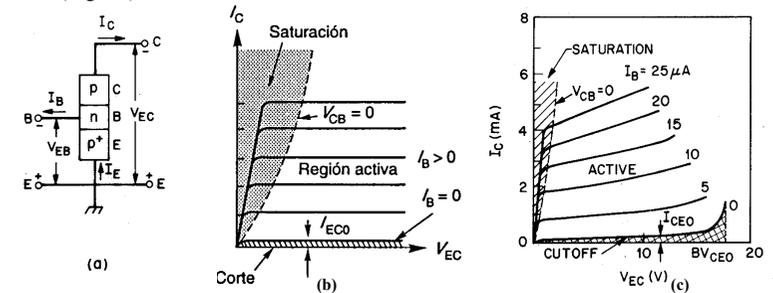


Fig. 17: (a) Configuración de emisor-común de un transistor p-n-p. (b) Características ideales de salida de un transistor p-n-p en configuración de emisor-común. (c) Características reales de salida de un transistor p-n-p en configuración de emisor-común.

En esta configuración (Fig. 18), el emisor es común a los circuitos de entrada de la base y de salida de colector.

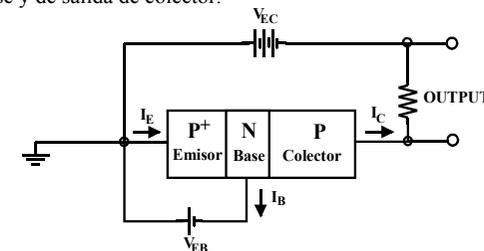


Fig. 18: Configuración en emisor común.

Si se cumple que $V_{EC} > V_{EB} > 0$, la unión emisor-base estará directamente polarizada y la unión colector-base inversamente polarizada ya que se tiene que:

$$V_{CB} = V_{CE} + V_{EB} = -V_{EC} + V_{EB} < 0$$

Fijarse que, en el caso $V_{EC} < V_{EB}$, se tiene que $V_{CB} > 0$ y, por tanto, la unión colector - base pasa a estar directamente polarizada pasando al modo de saturación. Dentro de este modo, si V_{EC} disminuye, $V_{CB} = V_{EB} - V_{EC} > 0$, aumenta de modo que aumenta la polarización directa de la unión colector-base, disminuyendo en consecuencia I_C (aumento de la inyección de huecos de colector a base que se opone a la inyección de huecos de emisor a base).

El límite entre el modo activo de operación y el modo de saturación corresponde por consiguiente a $V_{EC} = V_{EB}$, momento en el cual $V_{CB} = 0$.

De forma análoga al caso de la configuración en base-común se puede obtener una expresión para la corriente de colector I_C .

$$\begin{aligned} \text{Se tenía que } I_B &= I_E - I_C \\ \text{Y que } I_C &= \alpha_o \cdot I_E + I_{CBO} \Rightarrow I_C = \alpha_o \cdot (I_B + I_C) + I_{CBO} \Rightarrow \\ &\Rightarrow I_C = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o} \cdot I_B + \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_o} \end{aligned}$$

Se define el parámetro ganancia en corriente en emisor-común β_o al cambio incremental de la corriente de colector con respecto al cambio incremental de la corriente de base:

$$\beta_o \equiv \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o}$$

y se designará como I_{CEO} a la cantidad:

$$I_{CEO} \equiv \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_o}$$

como la corriente de pérdidas circulante entre colector y emisor cuando la base está en circuito abierto ($I_B=0$). En consecuencia, $I_C = \beta_o \cdot I_B + I_{CEO}$.

Debido a que el parámetro α_o está muy próximo a la unidad, el parámetro β_o tomará valores elevados. Por ejemplo: si consideramos el caso de $\alpha_o = 0.99$ se tendrá que $\beta_o=99$; si $\alpha_o = 0.998$ se tendrá que $\beta_o=499$. Esto significa que un pequeño aumento en la corriente de base provocará un gran aumento en la corriente de colector.

Si consideráramos un transistor bipolar ideal en configuración de emisor-común, la corriente de colector I_C sería prácticamente independiente de la tensión V_{EC} (Fig. 17b), tal y como se obtuvo para la de base común. Sin embargo, en un transistor real esto no ocurre. Puede observarse en Fig. 17c como I_C presenta cierta pendiente con la variación de V_{EC} . Esta variación se expresa a partir del fenómeno de modulación de la anchura de la base, también llamado efecto Early.

Para la ganancia en corriente en emisor común β_o se puede obtener la expresión:

$$\beta_o \equiv \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\alpha_o}{1 - \alpha_o} = \frac{\gamma \cdot \alpha_T}{1 - \gamma \cdot \alpha_T} \approx \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T} = \frac{2 \cdot L_p^2}{W^2}$$

Es decir, β_o es inversamente proporcional al cuadrado de W (la anchura de la base). A medida que la polarización V_{EC} aumenta (aumenta la tensión de polarización inversa), la anchura efectiva de la base disminuye (al aumentar la anchura de la región espacial de carga) tal y como se muestra en Fig. 19a provocando un aumento de la ganancia β_o (para una misma I_B se tendrá un valor

mayor para I_C) y en consecuencia la corriente de colector I_C dada por la última expresión de I_C aumenta con V_{EC} .

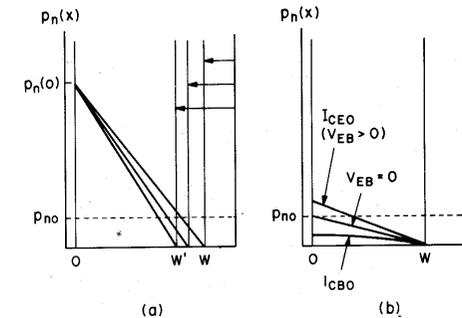


Fig. 19: Distribuciones de portadores minoritarios en la región de la base para un transistor p-n-p. (a) En el modo activo con $V_{EB} = \text{Constante}$ y V_{EC} variando. (b) En las condiciones para las corrientes I_{CBO} e I_{CEO} .

- d) Corriente de saturación y tensión de ruptura. En la práctica, para la configuración en base-común la corriente de saturación I_{CBO} es menor que la corriente de saturación de una unión p-n propia, es decir es menor que la corriente de saturación de la unión colector- base considerada de forma aislada (que correspondería a hacer $V_{EB} = 0V$ pues si se hace $V_{EB} = 0V$, $p_n(0)=p_{n0}$).

La corriente de colector I_C viene dada por la expresión:

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} = A \cdot \left[q \cdot D_p \cdot \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=W} \right] + I_{Cn}$$

El valor de I_{Cn} es el mismo si se considera la unión colectora aislada o si se considera que el emisor está en abierto. Sin embargo sí varía el valor de I_{Cp} .

La corriente I_{CBO} está medida con el emisor en circuito abierto y en consecuencia el gradiente de concentración en $x = W$ respecto a $x=0$ es más pequeño que para el caso de considerar la unión p-n colector - base de forma aislada ($V_{EB} = 0V$) pues en $x = 0$ la concentración de huecos es menor (menor cantidad de huecos inyectados por el emisor), Fig. 19b. Por tanto, en el caso de tener el emisor en abierto $I_{CBO} \equiv I_{Cn}$ y es menor que la corriente de saturación que se obtiene de considerar la unión colectora de forma aislada.

Con respecto a la configuración en emisor-común, la corriente de saturación I_{CEO} corresponde al valor de la corriente de colector cuando la base está en abierto. Para una tensión de polarización $V_{EC} > 0$, la unión emisor-base estará polarizada con una pequeña pero positiva V_{EB} . El gradiente de concentración en $x = W$ con respecto a $x = 0$ aumenta con respecto a la configuración de base común con emisor en abierto (Fig. 19b), y en consecuencia el valor de I_{CEO} es mayor que el valor de I_{CBO} . Este hecho también puede obtenerse a partir de considerar la anterior expresión:

$$I_{CEO} \equiv \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_o} \equiv \beta_o \cdot I_{CBO}$$

lo cual nos dice que I_{CEO} es aproximadamente β_o veces mayor que I_{CBO} .

Con respecto a la tensión de ruptura, puede observarse en una de las anteriores figuras (Fig. 10) como la corriente de colector I_C aumenta muy rápidamente una

vez se va más allá del valor de ruptura indicado BV_{CBO} . Este hecho es debido a la entrada en ruptura por avalancha de la unión base-colector.

Para la configuración en emisor-común (Fig. 17b) al llegar V_{CE} al valor indicado por BV_{CEO} , entra en ruptura por avalancha la unión base-colector pero, en este caso, con la base en circuito abierto.

Con respecto a la comparación de las tensiones de ruptura en las configuraciones base-común y emisor-común, puede obtenerse que el factor de multiplicación M en la unión colector para la configuración base-común es:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{BV_{CBO}}\right)^\eta}$$

donde BV_{CBO} es la tensión de ruptura en configuración base común con emisor en abierto y η es una constante. Cuando la base se pone en abierto $I_E=I_C=I$. En esta situación, se observa que I_{CBO} y $\alpha_o \cdot I_E$ son multiplicados por M (Fig. 20) y en consecuencia:

Como:

$$I_C = I_{CBO} + \alpha_o \cdot I_E$$

$$M \cdot (I_{CBO} + \alpha_o \cdot I_E) = I$$

O bien:

$$I = \frac{M \cdot I_{CBO}}{1 - \alpha_o \cdot M}$$

Cuando se da la circunstancia de ser $\alpha_o \cdot M = 1$ la corriente circulante I toma un valor infinito y debe ser limitada a través de un circuito externo al transistor. Luego, la situación de ruptura para la configuración de emisor común es para $\alpha_o \cdot M = 1$. Considerando la condición $\alpha_o \cdot M = 1$ en la anterior expresión para la configuración en base-común, la tensión de ruptura con la base en abierto en la configuración de emisor común viene dada por la expresión:

$$BV_{CEO} = BV_{CBO} \cdot (1 - \alpha_o)^{\frac{1}{\eta}} = BV_{CBO} \cdot \left(\frac{\alpha_o}{\beta_o}\right)^{\frac{1}{\eta}} \cong BV_{CBO} \cdot \beta_o^{\frac{1}{\eta}}$$

El silicio tiene un valor de η comprendido entre 2 y 6 y un valor elevado de β_o , en consecuencia la tensión de ruptura en emisor-común BV_{CEO} es mucho menor que en base-común BV_{CBO} .

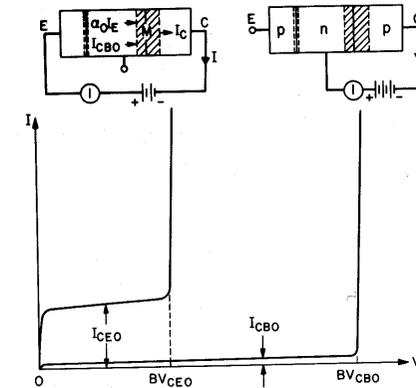


Fig. 20: Tensión de ruptura BV_{CBO} y corriente de saturación I_{CBO} en configuración de base-común, y correspondientes cantidades BV_{CEO} e I_{CEO} para la configuración de emisor-común.

Punch-through: Un fenómeno destructivo interesante, distinto de la ruptura por avalancha, puede tener lugar si la anchura sobre la base de la región espacial de carga de la unión colector - base aumenta (debido a la polarización inversa de esta unión) de manera que alcanza la unión base - emisor antes de que ocurra la ruptura por avalancha. Este fenómeno es el llamado "punch-through". Cuando la región espacial de carga de la unión colector - base alcanza la región espacial de carga de la unión emisor - base, las regiones de tipo P de emisor y colector del transistor PNP quedan unidas por una única región espacial de carga, proporcionando un camino de alta conductividad desde el emisor al colector, lo cual puede conducir a corrientes que dañen el dispositivo. La corriente se incrementa rápidamente y ha de ser limitada por una resistencia externa. En la mayor parte de los transistores (si estos han sido bien diseñados e implementados), la ruptura por avalancha precede al efecto "punch-through". Sin embargo, el "punch-through" puede preceder a la ruptura por avalancha si la base tiene una anchura muy pequeña o un dopado relativamente bajo (con lo que la anchura sobre la base de la región espacial de carga de la unión colector - base es grande).

Podría pensarse que para incrementar la tensión a la cual se produce el efecto "punch-through" una solución podría ser incrementar el dopado de la base (N_B) con lo que disminuiríamos la anchura sobre la base de la región espacial de carga de la unión colector - base. Sin embargo esto produciría el efecto negativo de una disminución de la eficiencia de emisor.

En el diseño del transistor se ha de tener en cuenta que la tensión de ruptura por avalancha de la unión colector - base depende de los mismos factores que ya vimos en el tema anterior pudiéndose aumentar disminuyendo la concentración ligera de impurezas (en este caso la concentración ligera de impurezas - aquella que está en menor cantidad- es la de impurezas aceptoras en el colector N_C). Una vez fijada determinada dicha tensión de ruptura se ha de generar una anchura de base tal que el efecto "punch-through" en la unión base - colector se produzca a una tensión superior a dicho valor.

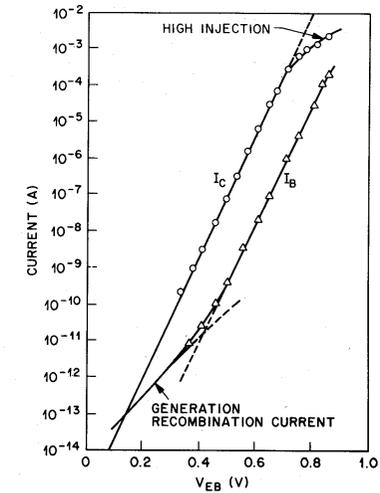
e) Fenómenos de generación-recombinación y efectos de alta inyección. En toda la discusión realizada hasta ahora se han despreciado los fenómenos de recombinación y generación de portadores en las regiones espaciales de carga emisor-base y base-colector. Sin embargo, tanto para un transistor real como en la unión p-n hay una corriente de generación de portadores en las regiones espaciales de carga producidos en las uniones inversamente polarizadas, como es el caso de la unión base-colector en la configuración base-común.

De forma cualitativa puede decirse que la corriente de generación se suma a la de dispersión o pérdidas y que si predomina la corriente de generación I_{CBO} aumenta en función de $(V_{BC})^{1/2}$ para una unión abrupta base-colector o de la forma $(V_{BC})^{1/3}$ si la unión base-colector es gradual. También la corriente de generación de portadores aumentará el valor de I_{CEO} ya que se cumple que $I_{CEO} \cong \beta_0 \cdot I_{CBO}$.

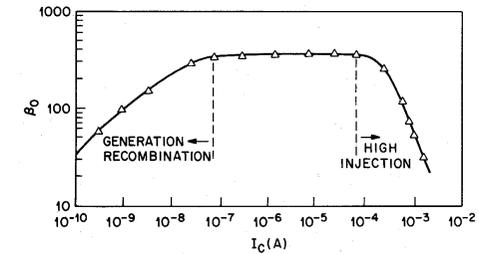
Por otra parte, en la región espacial de carga de la unión emisor-base directamente polarizada existe una corriente de recombinación, y por tanto dicha corriente se añade a la corriente de base. Esta corriente de recombinación tiene un acusado efecto sobre la ganancia en corriente. Fig. 21a muestra la corriente de colector y la corriente de base en función de V_{EB} para un transistor bipolar operando en el modo activo. Para bajos niveles de corriente la corriente de recombinación es la componente de la corriente dominante, y la corriente de base I_B varía como $\exp(qV_{EB}/m \cdot K \cdot T)$, con $m \cong 2$. Fijarse que la corriente de colector I_C no se ve afectada por la corriente de recombinación emisor-base, debido a que I_C es causada fundamentalmente por los huecos inyectados en la base y que se difunden hacia el colector.

Fig. 21b representa la ganancia en corriente β_0 , la cual es obtenida a partir del cociente entre ΔI_C y ΔI_B en términos del nivel de corriente de colector en una configuración de emisor común. Se observa que para niveles bajos de corriente de colector, la contribución de la corriente de recombinación en la región espacial de carga emisor-base es mayor que la de la corriente de difusión de portadores minoritarios a través de la base de manera que la eficiencia de emisor es baja. A medida que la corriente de difusión predomina sobre la de recombinación β_0 adquiere un nivel constante.

Por otra parte, en régimen de altos niveles de corriente I_C , β_0 empieza a disminuir. Ello es debido a que se está en régimen de alta inyección de portadores pues la concentración de portadores minoritarios (huecos) inyectados en la base es comparable a la concentración de impurezas (N_B) y los portadores minoritarios inyectados incrementan de forma efectiva el dopado de la base, lo cual de hecho causa una disminución de la eficiencia de emisor. Otro efecto que contribuye a la degradación de β_0 para altos niveles de corriente de colector es el efecto de focalización de emisor, de forma que la densidad de corriente en la periferia del emisor puede ser mucho mayor que la densidad de corriente promedio. En consecuencia, el efecto de alta inyección ocurre en la periferia del emisor, produciendo una reducción de β_0 .



(a)



(b)

Fig. 21: (a) Corrientes de colector y de base en función de la tensión emisor-base. (b) Ganancia en corriente en configuración de emisor-común para el transistor de (a).

4.4. El modelo de Ebers-Moll.

En secciones anteriores se discutieron los cuatro posibles modos de operación del transistor bipolar dependientes de las condiciones de polarización de las uniones emisor-base y colector-base. El modo activo es empleado en circuitos lineales o analógicos. Sin embargo, en circuitos digitales pueden estar implicados cada uno de los cuatro modos de operación. En esta sección vamos a considerar un modelo para el transistor bipolar, modelo de Ebers-Moll, que es aplicable a todos los modos de funcionamiento.

El modelo unidimensional de transistor bipolar pnp representado en Fig. 22a puede ser reducido a una representación circuital mediante dos diodos enfrentados con una región de tipo N común (Fig. 22b). Con esta representación, y para comprender el funcionamiento del transistor se dirá que la corriente directa que circula por un diodo

predominantemente se convierte en corriente inversa por el otro diodo, el cual está inversamente polarizado.

En Fig. 22c se representa el circuito equivalente del transistor bipolar según el modelo de Ebers-Moll. En esta figura se denota por I_F la corriente que atraviesa la unión emisor-base, esta corriente será una función de la tensión de polarización V_{EB} . En el modo activo, una elevada fracción de portadores minoritarios (huecos) que salen del emisor alcanzan el colector. Esta elevada fracción está representada por el generador de valor $\alpha_F I_F$ donde α_F es la ganancia en corriente en configuración de base-común.

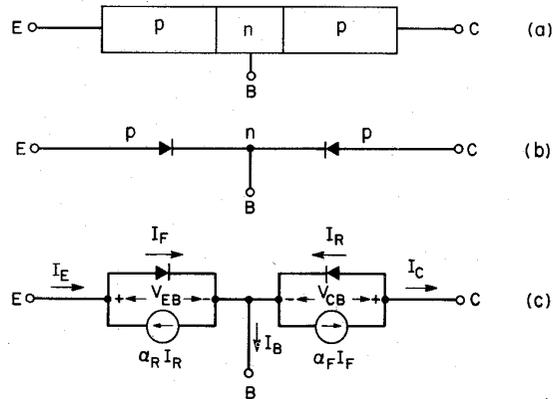


Fig. 22: (a) Sección transversal de un transistor p-n-p. (b) Transistor p-n-p representado como dos diodos p-n conectados cátodo con cátodo. (c) Diagrama circuital del modelo de Ebers-Moll.

En el modo invertido de operación, la unión base-colector está directamente polarizada y la unión emisor-base inversamente polarizada. Este modo está representado en Fig. 22c mediante la corriente del diodo colector, I_R la cual es función de la tensión de polarización V_{CB} . La fracción de esta corriente que alcanza el emisor es $\alpha_R I_R$. El parámetro α_R es la ganancia en corriente en configuración de base-común para el modo invertido (relación entre el número de portadores minoritarios "recolectados" por el emisor y el número de portadores minoritarios inyectados en la base procedentes del colector).

De acuerdo con el circuito equivalente de Ebers-Moll se tiene para las corrientes I_F e I_R (por definición de corriente en un diodo):

$$I_F = I_{FO} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1)$$

$$I_R = I_{RO} \cdot (e^{qV_{CB}/K \cdot T} - 1)$$

donde I_{FO} e I_{RO} son las corrientes de saturación para los diodos emisor-base y colector-base, respectivamente.

Por otro lado:

$$I_E = I_F - \alpha_R \cdot I_R$$

$$I_C = \alpha_F \cdot I_F - I_R$$

Y, por tanto:

$$I_B = I_E - I_C = (1 - \alpha_F) \cdot I_F + (1 - \alpha_R) \cdot I_R$$

De esta forma puede obtenerse:

$$I_E = I_{FO} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) - \alpha_R \cdot I_{RO} \cdot (e^{qV_{CB}/K \cdot T} - 1)$$

$$I_C = \alpha_F \cdot I_{FO} \cdot (e^{qV_{EB}/K \cdot T} - 1) - I_{RO} \cdot (e^{qV_{CB}/K \cdot T} - 1)$$

ecuaciones que reciben el nombre de ecuaciones del modelo básico de Ebers-Moll. Estas ecuaciones muestran la dependencia de las corrientes terminales del transistor en función de las polarizaciones aplicadas V_{EB} y V_{CB} .

El modelo básico de Ebers-Moll tiene cuatro parámetros (I_{FO} , I_{RO} , α_F y α_R) que pueden identificarse con las constantes a_{ij} obtenidas anteriormente:

$$I_{FO} = a_{11}$$

$$\alpha_R \cdot I_{RO} = a_{12}$$

$$\alpha_F \cdot I_{FO} = a_{21}$$

$$I_{RO} = a_{22}$$

Para un transistor ideal $a_{12} = a_{21} \Rightarrow \alpha_F \cdot I_{FO} = \alpha_R \cdot I_{RO}$. Para un transistor real está relación también se cumple debido a la característica de reciprocidad en un dispositivo bipuerta. En consecuencia, sólo tres parámetros son necesarios para el modelo básico de Ebers-Moll (I_{FO} , I_{RO} , α_F).

4.5. El tiristor.

El tiristor es un dispositivo semiconductor que se emplea exclusivamente en aplicaciones donde se requiera pasar de un estado de franca conducción (ON) a un estado de corte o apertura (estado de OFF), estas son las llamadas aplicaciones de conmutación. También es un dispositivo bipolar y, por tanto, su conducción hay que verla en términos de huecos y de electrones. Este tipo de dispositivos barre un amplio rango de corrientes y tensiones de funcionamiento, muy superior al de los transistores bipolares (desde miliamperios hasta 5000A y desde voltios hasta 10kV).

4.5.1. Características básicas.

Fig. 23 muestra la estructura típica interna de un tiristor. Como se observa, está formada por una sucesión de capas semiconductoras en la forma p-n-p-n. La capa de tipo P externa comunicada con el circuito exterior mediante un terminal conductor recibe el nombre de ánodo, y la capa de tipo N es el llamado cátodo. Con esta disposición inicial sin ningún terminal adicional más que los del ánodo y cátodo, el dispositivo así formado recibe el nombre de *diodo de cuatro capas*. Obsérvese que aparecen además tres uniones de material semiconductor.

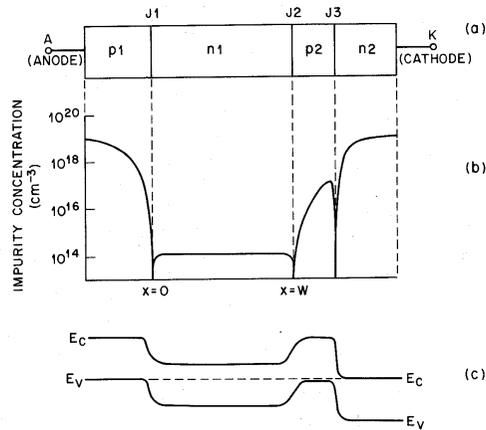


Fig. 23: (a) Diodo de cuatro capas p-n-p-n. (b) Perfil de dopado típico de un tiristor. (c) Diagrama de bandas de energía de un tiristor en equilibrio térmico.

Si de forma adicional se añade a la región interna de tipo P (p2) un terminal de control externo llamado puerta, resulta en consecuencia un dispositivo de tres terminales que recibe el nombre de tiristor o rectificador controlado de silicio (SCR). El símbolo electrónico del tiristor se muestra en Fig. 24.

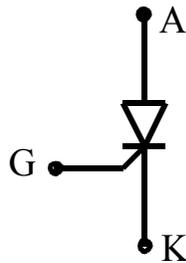


Fig. 24: Símbolo electrónico empleado para el tiristor.

El perfil típico de dopado para un tiristor se muestra en Fig. 23b y en Fig. 25 se observa un detalle de la construcción del tiristor. En primer lugar se dispone una oblea de silicio de tipo N de alta resistividad (baja concentración de impurezas), la cual configura la región de tipo n1. Obsérvese en el perfil el dopado uniforme de esta región conseguido mediante procesos por transmutación de neutrones. A continuación, mediante técnicas de difusión se añaden de forma simultánea las regiones p1 y p2 y posteriormente también mediante esta técnica se obtiene la capa n2.

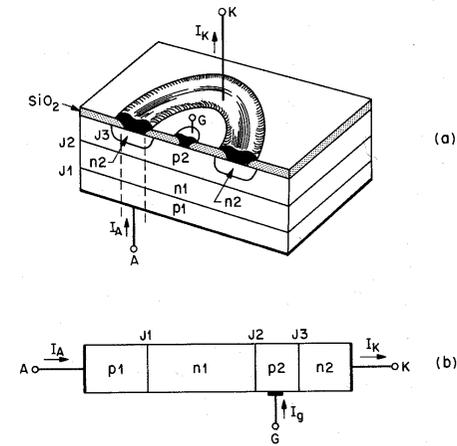


Fig. 25: (a) Tiristor planar de tres terminales. (b) Sección transversal unidimensional del tiristor planar.

Fig. 23c representa la disposición de bandas de energía en el equilibrio térmico. Fijarse que en cada unión existe una región espacial de carga con un potencial de contacto que es determinado por el perfil de dopado en impurezas.

La característica corriente-tensión de un diodo p-n-p-n se muestra en Fig. 26. Aparecen cinco regiones bien diferenciadas:

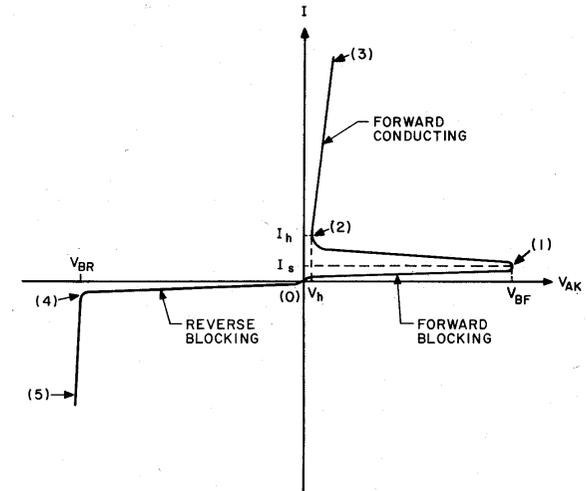


Fig. 26: Característica corriente-tensión de un diodo p-n-p-n.

Región 0-1: El dispositivo está en su región de alta impedancia o estado de bloqueo directo. Comprende toda la región 0-1 hasta el punto llamado de encendido

con tensión V_{BF} y corriente I_s , a partir del cual cambia de estado. En dicho punto se cumple que $dV/dI=0$.

Región 1-2: El dispositivo manifiesta un comportamiento de resistencia negativa, es decir, la corriente aumenta al disminuir la tensión.

Región 2-3: El dispositivo está en su zona de conducción o de baja impedancia. Se define el punto (V_H, I_H) : tensión y corriente de mantenimiento cuando $dV/dI=0$.

Región 0-4: El dispositivo está en su estado de bloqueo inverso.

Región 4-5: El dispositivo está en su región de ruptura.

En consecuencia, el dispositivo de cuatro capas así formado es un dispositivo biestable que puede pasar de un estado de conducción (alta corriente y baja impedancia) a un estado de bloqueo (baja corriente y alta impedancia).

Una manera de conocer cual es el proceso de conducción de un dispositivo de cuatro capas es la de entenderlo como formado por una disposición de dos transistores, uno de tipo pnp y el otro de tipo npn. La base de cada uno de ellos está conectada al colector del otro y viceversa (Fig. 27).

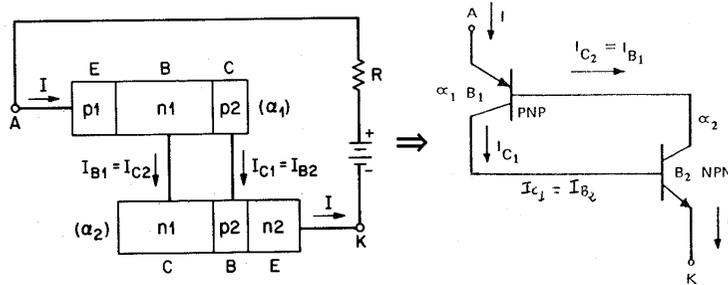


Fig. 27: Representación de dos transistores del diodo de cuatro capas.

Respecto al transistor pnp con ganancia en corriente α_1 se puede escribir:

$$I_{B1} = I_{E1} - I_{C1} = (1 - \alpha_1) \cdot I_{E1} - I_1 = (1 - \alpha_1) \cdot I - I_1$$

donde $I_1 \equiv I_{CBO}$ para este transistor. Con respecto al transistor npn, de ganancia en corriente α_2 se puede escribir para su corriente de colector:

$$I_{C2} = \alpha_2 I_{E2} + I_2 = \alpha_2 I + I_2$$

siendo $I_2 \equiv I_{CBO}$ para el transistor 2. Obsérvese que la corriente de base del transistor 1 es suministrada por el colector del transistor npn. Igualando I_{B1} a I_{C2} , se obtiene:

$$(1 - \alpha_1) \cdot I - I_1 = \alpha_2 I + I_2$$

O bien:

$$I = \frac{I_1 + I_2}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}$$

Tal y como se vio anteriormente, las ganancias en corriente aumentan con la corriente I . Para bajo nivel de corriente I ambas ganancias α_1 y α_2 son mucho menores que la unidad y la corriente I sólo está formada por las corrientes de pérdidas I_1 e I_2 . Tal y como la tensión aplicada aumenta lo hará I y las ganancias α_1 y α_2 . Habrá un momento en el cual $(\alpha_1 + \alpha_2)$ se aproxime a la unidad haciendo aumentar I bruscamente, es el momento en que el dispositivo está en estado de conducción.

Fig. 28 muestra la situación de cada una de las regiones espaciales de carga en relación al estado de conducción.

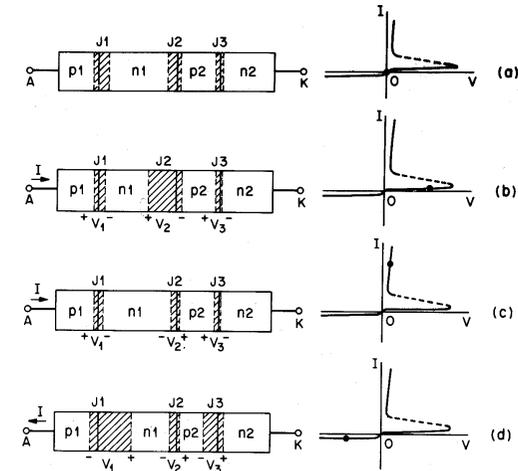


Fig. 28: Anchuras de las regiones espaciales de carga y caídas de tensión en el tiristor operando bajo condiciones de (a) equilibrio térmico, (b) bloqueo directo, (c) conducción, y (d) bloqueo inverso.

Fig. 28a: Equilibrio térmico. No hay conducción. No anchuras de las regiones espaciales de carga vienen determinadas por las concentraciones de impurezas.

Fig. 28b: Bloqueo directo. J1 y J3 están directamente polarizadas, J2 está inversamente polarizada, soportando la mayor parte de la tensión.

Fig. 28c: Estado de conducción. Las tres uniones están directamente polarizadas. Los dos transistores (p1-n1-p2 y n1-p2-n2) están en su modo de saturación. La caída de tensión en el dispositivo es muy baja ($V_1 - |V_2| + V_3$) y muy próxima a la caída de tensión en una unión p-n.

Fig. 28d: Estado de bloqueo inverso. J2 está directamente polarizada y J1, J3 lo están inversamente. Por el perfil de dopado mostrado en Fig. 23b la tensión de ruptura inversa será determinada fundamentalmente por J1 debido a la menor concentración de impurezas en la región n1.

Fig. 25a muestra un tiristor fabricado mediante un proceso planar con un electrodo en la puerta (región p2). La sección transversal del tiristor limitado por las líneas discontinuas se muestra en Fig. 25b. La característica corriente tensión en un tiristor es similar a la de un diodo de cuatro capas p-n-p-n con la salvedad de que aquí es la corriente de puerta I_g (Fig. 29 muestra el circuito simbólico de un tiristor) quien causa el

aumento del término $(\alpha_1 + \alpha_2)$, desencadenando el paso a conducción. Finalmente, Fig. 30 muestra el efecto de la corriente de puerta I_g sobre la característica corriente-tensión de un tiristor observándose la variación de la tensión de ruptura o de ignición V_{BF} . A medida que la corriente de puerta aumenta, la tensión de ignición disminuye.

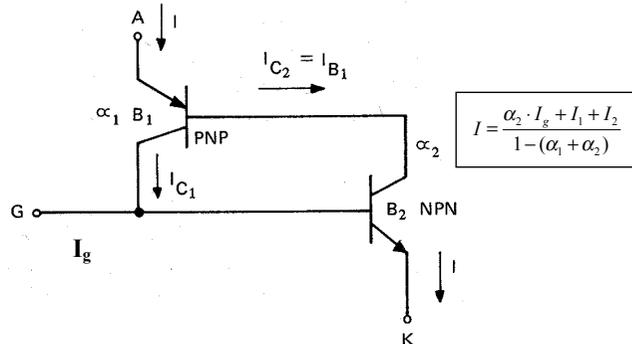


Fig. 29: Circuito simbólico de un tiristor.

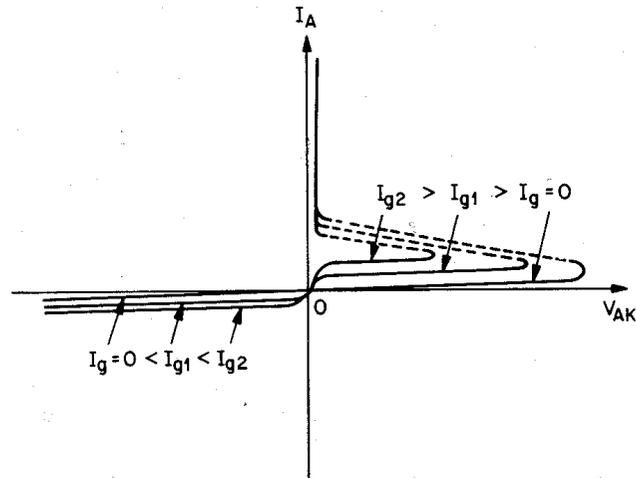


Fig. 30: Efecto de la corriente de puerta sobre la característica corriente-tensión de un tiristor.

En Fig. 31a se muestra una sencilla aplicación del tiristor, en la cual es proporcionada una potencia variable a la carga R_L a partir de la tensión de red. La cantidad de potencia proporcionada a la carga dependerá del momento en que sean introducidos los pulsos de corriente de puerta al tiristor (Fig. 31b). Cuanto más próximos al inicio de cada ciclo sean introducidos los pulsos de corriente más potencia será proporcionada a la carga. Si los pulsos de corriente se retrasan con respecto al inicio de cada ciclo, dado que el tiristor no conducirá hasta la llegada del pulso, la cantidad de potencia proporcionada a la carga disminuirá.

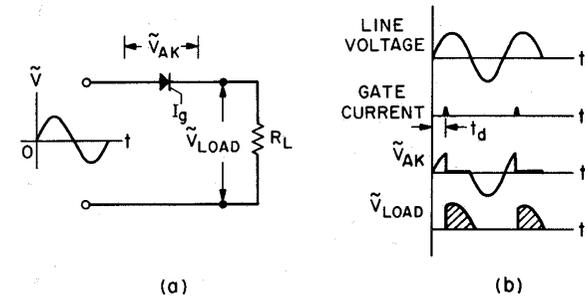


Fig. 31: (a) Sencilla aplicación del tiristor. (b) Formas de onda de las tensiones y de la corriente de puerta.

Cabe decir que son muchos más los dispositivos bipolares que se dan en el campo de la electrónica y de la ingeniería aplicada (diac, triac, ...) y que por cuestiones de tiempo aquí no se tratarán.